



Département d'Astrophysique,
Géophysique et Océanographie

Groupe d'AstroPhysique des Hautes Énergies
(GAPHE)



Université de Liège
Faculté des Sciences

MÉMOIRE

Dévoiler les secrets des étoiles au coeur du Cygne grâce aux rayons X



Dr Michaël De Becker
Dr Ronny Blomme
Dr Benoît Hubert
Dr Yaël Nazé
Pr Gregor Rauw

Université de Liège
Observatoire Royal de Belgique
Université de Liège
Université de Liège
Université de Liège

Résumé

Objectifs de ce travail

Ce travail a pour but principal d'étudier, au travers de leur émission de rayonnement X, trois objets de la constellation du Cygne, nommés Cyg OB2 #5, #8A et #12, et ce, grâce à l'utilisation de trois observatoires spatiaux, que sont XMM-*Newton*, Swift et ROSAT. Nous avons ainsi analysé sept observations réalisées par le satellite XMM-*Newton*, six observations réalisées par le satellite Swift et deux observations réalisées par le satellite ROSAT.

Cyg OB2 #5 est un système quadruple. Un des objectifs principaux de l'analyse de cet objet est l'analyse de la variation du flux X émanant de cette source, pour en déterminer l'origine.

Cyg OB2 #8A est un système binaire à collision de vents, les observations mentionnées permettant d'améliorer la couverture en phase de l'orbite.

Cyg OB2 #12 est une étoile évoluée instable (de type LBV) dont l'émission X est mystérieuse : nos nouvelles données devraient permettre de mieux comprendre sa nature.

Organisation du manuscrit

Le présent manuscrit comprend deux parties.

La première partie constituera une présentation globale des concepts qui seront abordés dans ce travail.

Après une présentation des termes et acronymes employés dans ce travail qui se veut être la plus complète possible (CHAPITRE 1), le CHAPITRE 2 fournira une présentation de l'astronomie des rayons X : son contexte, son histoire ainsi que les observatoires qui lui sont dédiés. Puis, le CHAPITRE 3 présentera l'interaction entre vents stellaires, une notion abondamment utilisée dans les chapitres ultérieurs.

La seconde partie décrira le traitement des données et exposera les résultats obtenus.

Le CHAPITRE 4 exposera les étapes relatives au traitement des données fournies par les trois observatoires spatiaux mentionnés.

Le CHAPITRE 5 présentera les objets Cyg OB2 #5, #8A et #12, qui feront ensuite l'objet d'une étude particulière.

Un résumé des résultats et des perspectives futures clôtureront ce mémoire.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier le Dr Yaël Nazé qui m'a donné l'opportunité de réaliser ce mémoire. Je tiens à la remercier pour sa disponibilité, sa patience, ses conseils, mais aussi pour m'avoir tant appris sur les étoiles massives et leurs interactions, qui me captivent encore plus désormais.

J'aimerais également adresser mes remerciements au Pr Gregor Rauw, qui m'a permis de réaliser ce travail au sein de son groupe de recherche, ainsi qu'au Dr Michaël De Becker qui se sont penchés sur mes questions et m'ont prodigué de précieux conseils.

Je tiens à remercier avec une attention toute particulière Mme Adam, mon professeur de mathématiques de mes dernières années d'enseignement secondaire qui, en plus de m'avoir tant inculqué, a su cultiver mon engouement pour les mathématiques. Je peux également tenir le même discours pour M. Lunebach, mon professeur de physique de mes dernières années secondaires qui m'a le plus donné goût à la physique et motivé à entamer des études dans ce domaine.

Je me dois également de remercier Patrick Herbeuval qui a toujours été très disponible lorsque je rencontrais des problèmes informatiques : quel que soit leur degré de gravité, il n'a jamais refusé de m'aider dans des moments difficiles et a toujours trouvé une solution à mes problèmes.

Merci également au Dr Guy Munhoven, à MM. Alain Detal et Olivier Wertz qui ont également été très présents pour répondre à mes questions.

Enfin, j'aimerais remercier de tout coeur ma famille pour le soutien qu'elle m'a apporté au cours de ce travail, mais également tout au long de mes études.

TABLE DES MATIÈRES

Résumé	i
Remerciements	iii
I Introduction	1
Chapitre 1 Lexique relatif à ce travail	3
Définitions et vocables importants	4
Acronymes	10
Quelques valeurs de constantes physiques et astronomiques	14
Chapitre 2 L’astronomie X	15
2.1 Les rayons X	16
2.2 Historique des instruments dédiés à l’observation X	19
2.3 Processus physiques à la base de l’émission de rayons X	27
2.4 Le satellite XMM- <i>Newton</i>	33
2.5 Le satellite Swift	38
2.6 Le satellite ROSAT	39
2.7 Comparaison des satellites XMM- <i>Newton</i> , Swift et ROSAT	41
Chapitre 3 Interactions entre vents stellaires	43
3.1 Les vents stellaires	44
3.2 Collisions de vents stellaires	45
II Traitement des données et résultats	51
Chapitre 4 Réduction des données	53
4.1 Spécificités des données relatives au domaine des rayons X	54
4.1.1 Traitement à bord	54
4.1.2 Filtrage	54
4.2 Réduction des données obtenues avec XMM- <i>Newton</i>	55
4.2.1 Traitement de base	55

4.2.2	Extraction des spectres associés aux sources considérées	58
4.3	Réduction des données obtenues avec Swift	63
4.4	Réduction des données obtenues avec ROSAT	64
Chapitre 5 Cygnus OB2		67
5.1	Ajustements des spectres	70
5.1.1	Modèle utilisé	70
5.2	Cyg OB2 #5	72
5.2.1	Résultats obtenus	78
5.2.1.1	Démarche adoptée	78
5.2.1.2	Résultats obtenus lorsque tous les paramètres du modèle sont laissés libres .	78
5.2.1.3	Résultats obtenus lorsque les températures sont fixées	79
5.2.1.4	Résultats obtenus lorsque les températures, ainsi que le rapport $\frac{\text{norm}_1}{\text{norm}_2}$ sont fixés	79
5.2.2	Interprétation des résultats	90
5.2.3	Perspectives observationnelles	92
5.3	Cyg OB2 #8A	94
5.3.1	Résultats obtenus	98
5.3.1.1	Démarche adoptée	98
5.3.1.2	Résultats obtenus lorsque tous les paramètres du modèle sont laissés libres .	98
5.3.1.3	Résultats obtenus lorsque les températures sont fixées	102
5.3.1.4	Résultats obtenus lorsque les températures et le paramètre norm_1 sont fixés .	102
5.3.2	Interprétation des résultats	109
5.3.3	Perspectives	111
5.4	Cyg OB2 #12	112
5.4.1	Résultats obtenus	115
5.4.1.1	Démarche adoptée	115
5.4.1.2	Résultats obtenus lorsque tous les paramètres du modèle sont laissés libres .	115
5.4.1.3	Résultats obtenus lorsque les températures sont fixées	118
5.4.2	Interprétation des résultats	123
5.4.3	Perspectives observationnelles	123
III Conclusions		125
Annexes		129
A	Étude des dates d'éclipses primaires du système binaire de Cyg OB2 #5	130
B	Résumés des caractéristiques des observations XMM-Newton	133
C	Caractéristiques des différents modes des caméras EPIC	134
D	Appellations des différentes observations	135
E	Cyg OB2 #9	136

Première partie

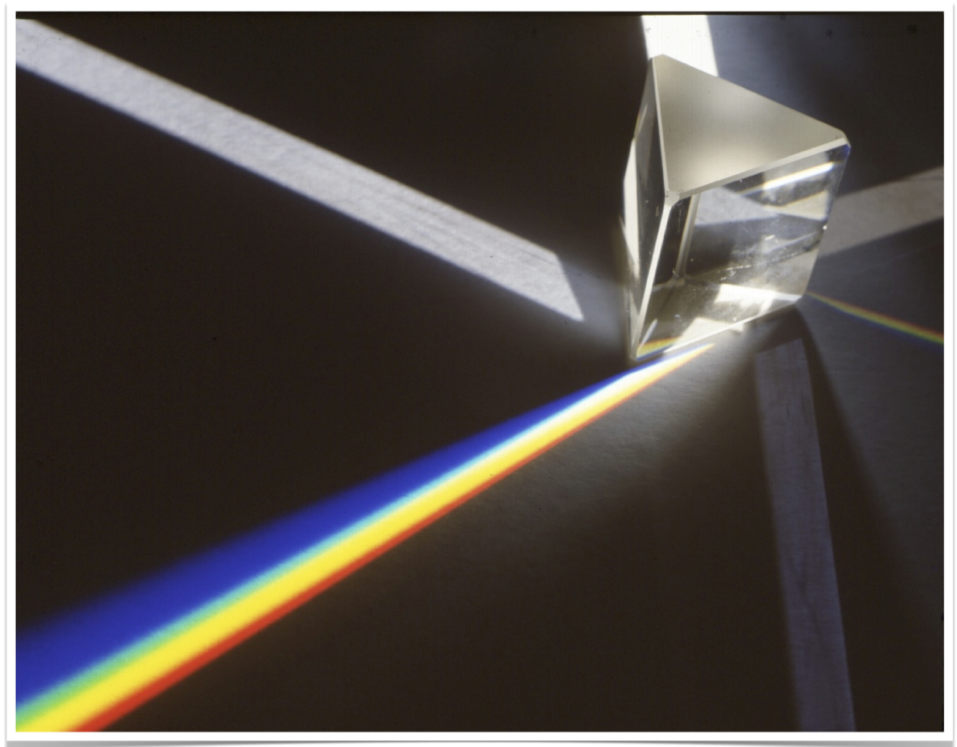
Introduction

CHAPITRE 1

LEXIQUE RELATIF À CE TRAVAIL

« La lumière est l'esperanto de l'univers, la langue commune à tous les mondes qu'il abrite. »

— *Patrick Baudry*



Dispersion de la lumière par un prisme. Source : [60].

Avant d'aborder les concepts importants relatifs au présent travail, recensons dans cette section quelques vocables, définitions importantes mais également les acronymes qui seront utilisés dans ce mémoire. Cette liste est fournie par ordre alphabétique.

Définitions et vocables importants

A

□ Angle de position (PA) :

L'*angle de position* est défini comme étant l'angle (en degrés) entre deux objets célestes compté positivement dans le sens du déplacement du second objet autour de l'autre. Il vaut 0° lorsqu'un objet se trouve devant l'autre.

B

□ Bonner Durchmusterung (BD) :

BD constitue les initiales de *Bonner Durchmusterung*, qui est un catalogue d'étoiles publié entre 1852 et 1903.

C

□ Classification stellaire détaillée :

- Au sein de la classification d'étoiles de types spectraux O et B,
- la lettre « e » indique que l'étoile présente dans son spectre des raies en émission ;
 - la présence du *qualificatif* « [e] » dans le type spectral d'une étoile B indique que le spectre en émission de l'étoile est composé de raies interdites ;
 - le qualificatif « f » renseigne sur le fait que l'étoile O présente dans son spectre une émission intense du multiplet N III λ 4634-4640-4642 et que la force de la raie en émission He II λ 4686 est élevée ;
 - le qualificatif « (f) » dans le type spectral d'une étoile O indique que le spectre de cette étoile contient les raies en émission N III λ 4643-4641, celles-ci possédant une intensité moyenne, et qu'il est caractérisé par le fait qu'il ne présente pas la raie He II λ 4686 en émission ou absorption ;
 - le qualificatif « p » se réfère à « peculiar », soit littéralement « particulier » ou « étrange ».

□ Colonne de densité d'hydrogène :

La colonne de densité d'hydrogène, donnée par $\int n_H dl$ et exprimée en particules cm^{-2} , est souvent dénotée n_H et permet d'introduire une expression (interpolée) de la *profondeur optique* τ_ν

$$\tau_\nu = \sigma_\nu \int n_H dl = \frac{2 \times 10^{-22}}{(h\nu)^{-8/3}} \int n_H dl \quad (1.1)$$

où l'énergie du photon X ($h\nu$) est exprimée en keV [86].

❑ **Fichiers de calibration actuelle** (CCFs, pour *Current Calibration Files*) :

Ces fichiers recensent les informations associées à la calibration des détecteurs mais également à leur degré de sensibilité, cette sensibilité se détériorant avec les années de fonctionnement du satellite.

E

❑ **Électron-volt** :

Un *électron-volt* (symbole eV) correspond à l'énergie acquise par un électron accéléré depuis son état de repos par une différence de potentiel de un volt.

La relation entre l'énergie exprimée en kiloélectron-volts et la température en kelvins peut s'écrire

$$1 \text{ K} = 8.621738 \times 10^{-8} \text{ keV.} \quad (1.2)$$

❑ **Excès de couleur** :

L'*excès de couleur* est la grandeur positive quantifiant le rougissement d'un objet céleste dû au phénomène d'extinction interstellaire. Il est défini par

$$E(B - V) = (B - V)_{\text{obs}} - (B - V)_0$$

où $(B - V)_{\text{obs}}$ et $(B - V)_0$ désignent respectivement les indices de couleur (voir définition ci-dessous) observé et théorique, ce dernier ne tenant pas compte de l'extinction interstellaire.

F

❑ **Facteur de rougissement R_V** :

Le *facteur de rougissement* est défini par

$$R_V = \frac{A_V}{E(B - V)} \quad (1.3)$$

où A_V est l'extinction totale dans le filtre visible et $E(B - V)$ l'excès de couleur, cette dernière grandeur étant définie ci-dessus. La grandeur A_V est une mesure dans le filtre visible de la différence de magnitude réellement observée et qui devrait l'être dans le cas où le rayonnement ne subirait pas d'extinction.

❑ **Le paramètre FLAG** :

Le paramètre FLAG définit la qualité des données. L'expression FLAG==0 signifie que l'ensemble des événements associés aux pixels des bords d'une caméra CCD et de *mauvais pixels* (voir la SOUS-SECTION 4.2.1 pour une présentation de ces pixels) sont écartés. L'utilisation de l'expression FLAG==0 est fortement recommandée dans le cadre d'une analyse spectrale de données issues du détecteur pn.

❑ **Fonction d'étalement du point (PSF, pour *Point Spread Function*)** :

La *fonction d'étalement du point* représente « l'aptitude des miroirs à focaliser des photons » [86]. Cette fonction d'étalement du point (et plus particulièrement sa forme) permet de déduire la résolution angulaire d'un télescope (voir la colonne « Résolution angulaire du télescope » dans la TABLE 2.3).

I□ **Indice de couleur $B - V$** :

L'*indice de couleur* a été défini comme étant la différence entre les magnitudes apparentes considérées dans des bandes spectrales distinctes. À titre d'exemple, mentionnons $B - V \equiv m_B - m_V$, où B et V désignent respectivement les bandes centrées en les longueurs d'onde correspondant au bleu et au vert.

J□ **Jansky** (unité de flux : Jy) :

L'unité de flux *Jansky* est équivalente à

$$1 \text{ Jy} = 10^{-26} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{ Hz}} = 10^{-23} \frac{\text{erg}}{\text{s cm}^2 \text{ Hz}}. \quad (1.4)$$

□ **Jour julien héliocentrique** (HJD, pour *Heliocentric Julian Date*) :

Le *jour julien héliocentrique* correspond à une date exprimée en jour julien, cette dernière utilisant un système comptant les jours un à un depuis le 1^{er} janvier de l'an +4712 avant notre ère à 12 heures T.U., corrigée des différences dues à la position de la Terre par rapport au Soleil.

L□ **Loi bêta des vitesses de vents stellaires** :

La *loi bêta* des vitesses de vents stellaires s'énonce de la façon suivante :

$$v(r) = v_{\infty} \left(1 - \frac{R_{\star}}{r} \right)^{\beta}$$

où v_{∞} représente la vitesse terminale du vent stellaire, R_{\star} le rayon de l'étoile, r représente la distance au centre de l'étoile et β un paramètre prenant typiquement les valeurs 0.8 ou 1.

M□ **Mesure d'émission** (EM, pour *Emission Measure*) :

La *mesure d'émission* quantifie l'émission de plasmas isothermes et est définie par

$$EM = \int n_e n_H \text{ d}V$$

où n_e représente la densité d'électrons, n_H la densité d'atomes d'hydrogène et $\text{d}V$ un élément de volume dans l'espace.

Cette définition peut s'expliquer de la manière suivante. Considérons une raie à la fréquence ν dont le flux est donné par

$$F_\nu = \frac{1}{4 \pi d^2} \int_V 4 \pi j_\nu dV$$

où d est la distance à la source, j_ν le coefficient d'émission volumique monochromatique (s'exprimant en $\text{erg s}^{-1} \text{ rad}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ cm}^{-3}$) et dV un élément de volume infinitésimal. Le coefficient j_ν peut s'exprimer comme

$$j_\nu = \frac{n_u A_{u,l} h \nu}{4 \pi} \quad (1.5)$$

où n_u est la population d'électrons (par unité de volume) du niveau atomique supérieur impliqué dans la transition à la base de la raie observée (l'indice « l » se référant au niveau atomique inférieur impliqué dans la transition), $A_{u,l}$ le coefficient d'Einstein d'émission spontanée et h la constante de Planck.

L'expression du coefficient j_ν (équation (1.5)) peut être reformulée pour prendre la forme

$$j_\nu = \frac{1}{4 \pi} \underbrace{\frac{n_u}{n_{Zz} n_e}}_{(1)} \underbrace{\frac{n_{Zz}}{n_Z}}_{(2)} \underbrace{\frac{n_Z}{n_e}}_{(3)} A_{u,l} n_e^2$$

où n_Z est le nombre total de particules Z par unité de volume, n_{Zz} le nombre de particules Z (par unité de volume) à l'état d'ionisation z , et n_e le nombre d'électrons libres par unité de volume. Dans cette dernière relation, le terme (1), lié à l'équation de Maxwell-Boltzmann dans le cas d'un équilibre, est approximativement constant. Le terme (2) est lui aussi constant tandis que le terme (3) peut désigner l'abondance de l'élément Z (en effet, (3) $\simeq \frac{n_Z}{n_H}$, où n_H désigne la densité d'atomes d'hydrogène) et ainsi être considéré constant. Dès lors, les termes (1), (2), (3) et $A_{u,l}$ peuvent sortir de l'intégrale et nous obtenons finalement $F_\nu \propto \int n_e^2 dV$ [86].

□ Motif (ou *pattern*)

Lorsqu'un photon incident est absorbé par un pixel (dit *pixel central*) d'un détecteur, il n'affecte en général pas seulement ce pixel ; des électrons libres seront également générés dans les pixels situés autour du pixel central. Si le nombre d'électrons générés suite au passage du photon est suffisant (i.e. s'il dépasse un certain *seuil*), on définit le *motif* (pattern) de l'événement par un nombre représentant la distribution des pixels affectés par le photon incident. À titre d'exemple, une illustration des motifs reconnus par XMM-Newton est fournie par la FIGURE 1.1.

La distribution de pixels ayant engendré des électrons libres peut être affectée dans plusieurs situations. C'est le cas des événements qui sont associés à plusieurs photons (voir la définition du terme *pile-up* plus loin dans ce chapitre). De plus, la distribution de pixels sera également modifiée si l'événement est associé à l'impact de rayons cosmiques sur le détecteur, qui rappelons-le, sont des particules hautement énergétiques.

L'exclusion d'événements dont la valeur du motif est supérieure à une certaine valeur permet de cette manière de s'affranchir d'événements qui ne sont pas associés à des photons X. Lors de la phase de *filtrage* (voir SOUS-SECTION 4.2.1 pour le satellite XMM-Newton), nous avons choisi une valeur du *pattern* inférieure ou égale à 12 pour les détecteurs MOS tandis que cette limite a été fixée à 4 (inclus) pour le détecteur pn, suivant en cela les recommandations de l'équipe de calibration de XMM-Newton.

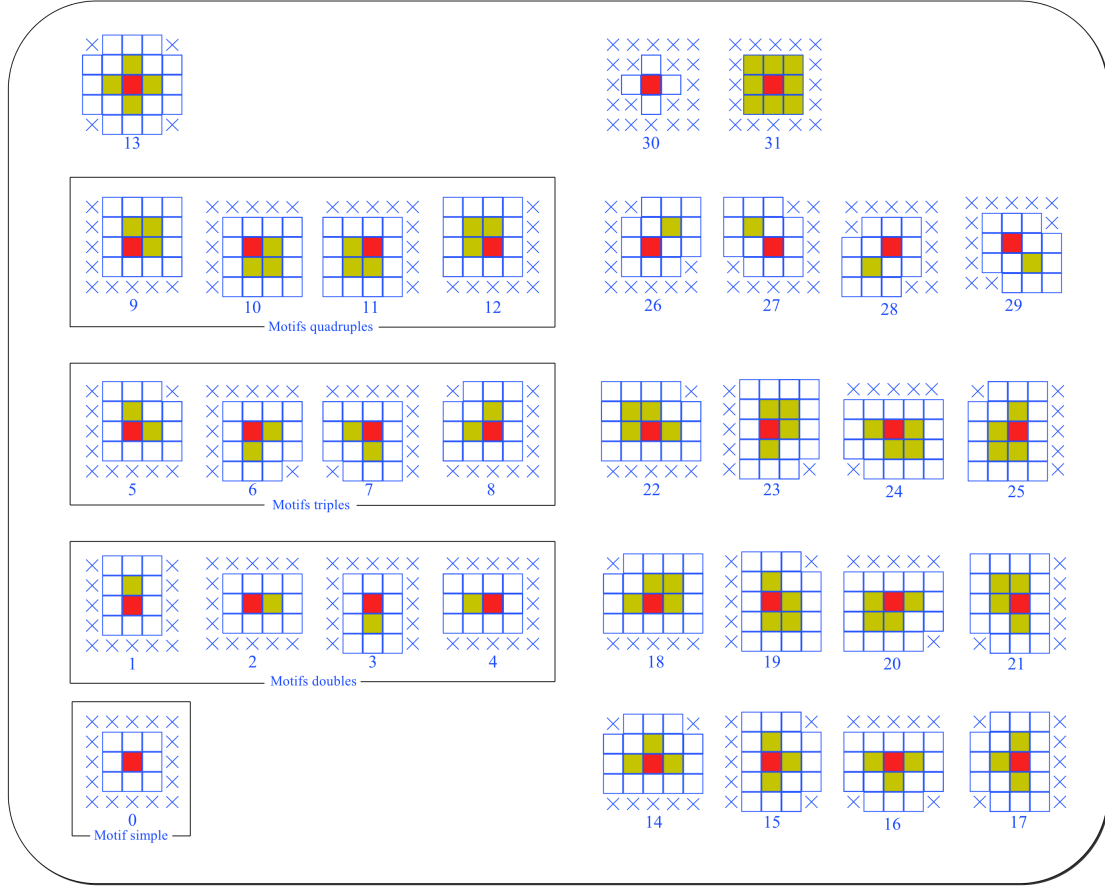


FIGURE 1.1 – Illustration des *motifs* (patterns) identifiés par XMM-Newton pour un événement associé à seul photon incident. Les pixels rouges correspondent aux pixels centraux et possèdent un signal supérieur au *seuil* ainsi qu'aux signaux associés aux huit pixels adjacents. Les signaux associés aux pixels verts sont également supérieurs au seuil, ce qui n'est pas le cas pour les pixels blancs. Les pixels marqués d'une croix n'ont pas été pris en compte. Sur la figure, le cas 0 correspond aux *événements simples*. Les cas 1 – 4 correspondent à des *motifs doubles*. Les cas 5 – 8 à des *motifs triples*, les cas 9 – 12 à des *motifs quadruples*, etc. Source de la figure originale : [100].

N

□ Le paramètre `norm` utilisé dans le logiciel XSPEC :

Le paramètre `norm` équivaut à la mesure d'émission (qui est définie dans ce chapitre) du gaz corrigée de la distance D_A . Elle est définie par la relation

$$\text{norm} = \frac{10^{-14}}{4\pi (D_A \cdot (1+z))^2} \int n_e n_H dV = \frac{10^{-14} \cdot EM}{4\pi (D_A \cdot (1+z))^2} \quad (1.6)$$

où D_A est la distance angulaire à la source (i.e. la distance apparente d'un objet astronomique déterminée à partir de son diamètre angulaire; en cm), n_e et n_H les densités électronique et d'atomes d'hydrogène (en cm^{-3}). Par souci de simplicité, nous n'indiquerons pas le facteur 10^{-14} dans les divers tableaux et graphiques de ce travail.

O

❑ **Out-of-time events :**

Les *out-of-time events* sont des photons qui impactent une caméra CCD lors de la lecture de celle-ci. Cela résulte du fait qu'il n'y a pas d'obturateur devant cette caméra. La position attribuée à une source lors de la lecture ne correspond donc pas à sa position réelle – cela se traduit par l'apparition d'une traînée derrière les sources brillantes.

P

❑ **Pile-up :**

Le temps de lecture des caméras CCDs fournit une mesure de la résolution temporelle. On appelle *pile-up* l'arrivée de deux photons (ou plus) dans une même cellule de détection d'événements (les photons sont alors appelés *photons coïncidents*) et pendant un même intervalle de temps de lecture d'un CCD. Plusieurs événements sont alors considérés comme un seul événement dû à un photon d'énergie plus élevée.

Le phénomène de *pile-up* induit, entre autres, des distorsions spatiale et spectrale. En effet, comme l'arrivée de plusieurs photons se produit préférentiellement dans des régions de *haute densité d'événements*, c'est le coeur de la fonction d'étalement du point (PSF, pour **P**oint **S**pread **F**unction ; voir plus haut dans ce chapitre) qui sera le plus affecté par le *pile-up*. Dès lors, la densité de coups dans le coeur de la PSF sera diminuée par rapport à celle des *régions extérieures*. En outre, le phénomène de *pile-up* rend le spectre plus *dur* en apparence. Le *motif* (voir plus haut dans ce chapitre) d'un événement peut également être corrompu, du fait que les charges engendrées par les photons incidents se mélangent lors du phénomène de *pile-up*.

Afin qu'il n'y ait pas de problème, le phénomène de *pile-up* devrait concerner moins de 1% des photons incidents. Si ce n'est pas le cas, ses effets peuvent être réduits, dans le cas où la source est très brillante, en plaçant cette dernière au bord du champ, ce qui a pour effet d'étaler la PSF, donc de répartir les photons sur un plus grand nombre de pixels. Une autre solution est de diminuer l'intervalle entre les temps de lecture des CCDs [86].

❑ **Pulse Invariant (PI) :**

La grandeur *pulse invariant* est « la quantité de charge lue dans une cellule de 3×3 pixels associée à un événement et corrigée des effets de l'inefficacité du transfert de charge » [86].

V

❑ **V dans une dénomination d'étoiles :**

La lettre *V* dans le nom d'une étoile signifie que cette étoile est une étoile variable. Cette lettre est suivie d'un nombre renseignant sur son numéro dans le catalogue (généralement attribué de manière chronologique).

Acronymes

Les acronymes rencontrés dans ce document sont uniquement définis lors de leur première apparition dans le texte. Afin de faciliter une recherche rapide du lecteur de la signification de ces termes, nous inventorions dans la présente section l'ensemble des acronymes utilisés ainsi que leur signification. Lorsque deux ensembles de termes différents possèdent le même acronyme, le contexte permettra de les distinguer.

Nous nous sommes efforcé d'attribuer, autant que faire se peut, une traduction française aux acronymes anglais.

Acronymes	Signification	Traduction française
A		
ACIS	<i>Advanced CCD Imaging Spectrometer</i>	Spectromètre imageur avancé
AGB	<i>Asymptotic Giant Branch</i>	Branche asymptotique des géantes
AGN	<i>Active Galactic Nucleus</i>	Noyau actif de galaxie
ANS	<i>Astronomische Nederlandse Satelliet</i>	Satellite néerlandais astronomique
apec	<i>Astrophysical plasma emission code</i>	Code d'émission de plasma astrophysique
ARF	<i>Ancillary Response File</i>	Fichier de réponse auxiliaire.
AS&E	<i>American Science & Engineering</i>	Science et ingénierie américaine
ASCA	<i>Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics</i>	Satellite perfectionné pour la cosmologie et l'astrophysique
AXAF	<i>Advanced X-ray Astrophysics Facility</i>	Facilité astrophysique avancée pour les rayons X
B		
BAT	<i>Burst Alert Telescope</i>	Télescope à alertes d'éruptions
BBXRT	<i>Broad Band X-Ray Telescope</i>	Télescope à large bande de rayons X
BD	<i>Bonner Durchmusterung</i>	Inventaire de Bonn
C		
CCD	<i>Charge-Coupled Device</i>	Dispositif à transfert de charge
CCF	<i>Current Calibration File</i>	Fichier de calibration actuelle
CGRO	<i>Compton Gamma Ray Observatory</i>	Observatoire Compton pour les rayons γ
CIF	<i>Calibration Index File</i>	Fichier de répertoire de calibration
COR	<i>Cut-Off Rigidity</i>	Rigidité de coupure
CTE	<i>Charge Transfer Efficiency</i>	Efficacité du transfert de charge
CTIO	<i>Cerro Tololo Inter-American Observatory</i>	Observatoire interaméricain de Cerro Tololo
CV	<i>Cataclysmic Variable</i>	Variable cataclysmique

Suite sur la page suivante

Suite de la page précédente

Acronymes	Signification	Traduction française
D		
DEC	<i>Declination</i>	Déclinaison
DM	<i>Distance Modulus</i>	Module de distance
E		
EM	<i>Emission Measure</i>	Mesure d'émission
emproc	<i>EPIC mos processing</i>	Traitement des données obtenues avec les détecteurs MOS
EPIC	<i>European Photon Imaging Camera</i>	Caméra européenne d'imagerie de photons
ERM	<i>EPIC Radiation Monitor</i>	Moniteur de radiation EPIC
epproc	<i>EPIC pn processing</i>	Traitement des données obtenues avec le détecteur pn
ESA	<i>European Space Agency</i>	Agence Spatiale Européenne
ESAC	<i>European Space Astronomy Centre</i>	Centre d'astronomie spatiale européen
EXOSAT	<i>European X-ray Observatory Satellite</i>	Observatoire satellite européen de rayons X
F		
fits	<i>Flexible image transport system</i>	Système de transport d'image flexible
FWHM	<i>Full-Width at Half Maximum</i>	Largeur à mi-hauteur d'un maximum d'un signal
G		
GAPHE		<i>Groupe d'Astrophysique des Hautes Énergies</i>
GRB	<i>Gamma-Ray Bursts</i>	Sursaut de rayons γ
GTI	<i>Good Time Intervals</i>	Bons intervalles de temps
H		
HEAO	<i>High Energy Astrophysical Observatory</i>	Observatoire d'astrophysique des hautes énergies
HEASARC	<i>High Energy Astrophysics Science Archive Research Center</i>	Centre de recherche d'astrophysique des hautes énergies
HETG	<i>High-Energy Transmission Grating</i>	Réseau en transmission de haute énergie
HJD	<i>Heliocentric Julian Date</i>	Jour julien héliocentrique
HRI	<i>High Resolution Imager</i>	Imageur de haute résolution
HMXB	<i>High-Mass X-ray Binary</i>	Binaire X massive
HXX	<i>Hard X-ray experiment</i>	Expérience sur les rayons X durs

Suite sur la page suivante

Suite de la page précédente

Acronymes	Signification	Traduction française
L		
ISM	<i>Interstellar medium</i>	Milieu interstellaire
L		
LBV	<i>Luminous Blue Variables</i>	Étoile variable lumineuse bleue
LEO	<i>Low Earth Orbit</i>	Orbite terrestre basse
LMXB	<i>Low-Mass X-ray Binary</i>	Binaire X peu massive
M		
MAXI	<i>Monitor of All-sky X-ray Image</i>	Moniteur d'image de l'ensemble du ciel en rayons X
MCWS	<i>Magnetically Confined Wind Shocks</i>	Chocs de vents confinés magnétiquement
MED	<i>Medium Energy Detectors</i>	Détecteurs d'énergie moyenne
MOS	<i>Metal Oxide Semi-conductor</i>	Semi-conducteur-métal-oxyde
N		
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>	Administration nationale de l'aéronautique et de l'espace
NISR	<i>Netherlands Institute for Space Research</i>	Institut néerlandais pour la recherche spatiale
NRL	<i>Naval Research Laboratory</i>	Laboratoire Naval de Recherche
O		
OAQ	<i>Orbiting Astronomical Observatory</i>	Observatoire astronomique en orbite
OM	<i>Optical Monitor</i>	Moniteur optique
OoT	<i>Out-of-time events</i>	Événements arrivés lors de la lecture d'un CCD
OTAC	<i>Observing Time Allocation Committee</i>	Comité d'Allocation du Temps d'Observation
P		
PI	<i>Principal Investigator</i>	Investigateur principal
PI	<i>Pulse Invariant</i>	Impulsion invariante
PSF	<i>Point Spread Function</i>	Fonction d'étalement du point
PSPC	<i>Position Sensitive Proportional Counters</i>	Compteurs proportionnels sensibles à la position

Suite sur la page suivante

Suite de la page précédente

Acronymes	Signification	Traduction française
Q		
QPO	<i>Quasi-Periodic Oscillations</i>	Oscillations quasi-périodiques
R		
RA	<i>Right Ascension</i>	Ascension droite
RGA	<i>Reflection Grating Array</i>	Ensemble de réseaux de réflexion
RGS	<i>Reflection Grating Spectrometer</i>	Spectromètre à réseau de réflexion
RMF	<i>Redistribution Matrix File</i>	Fichier de matrice de redistribution
RLOF	<i>Roche Lobe Overflow</i>	Dépassement du lobe de Roche
ROSAT	<i>Röntgensatellit</i>	Satellite de Röntgen
RXTE	<i>Rossi X-ray Timing Explorer</i>	Observatoire dédié à l'étude temporelle des émissions X baptisé Rossi en hommage à ce pionnier
S		
SAS	<i>Science Analysis System</i>	Système d'analyse scientifique
SAS	<i>Small Astronomy Satellite</i>	Petit satellite d'astronomie
SRC	<i>Science Research Council</i>	Conseil de la recherche scientifique
SSI	<i>Sky Survey Instrument</i>	Instrument d'étude de l'ensemble du ciel
SXX	<i>Soft X-ray experiment</i>	Expérience sur les rayons X <i>mous</i>
T		
ToO	<i>Target of Opportunity</i>	Cible d'occasion
U		
UA		Unité astronomique
UVOT	<i>UltraViolet/Optical Telescope</i>	Télescope optique/ultraviolet
V		
VLA	<i>Very Large Array</i>	Très grand réseau
W		
WFC	<i>Wide Field Camera</i>	Caméra à grand champ
WNL	<i>WN Late-type</i>	Étoile WN de type tardive
WR	<i>Wolf-Rayet</i>	Étoile de type Wolf-Rayet
X		
XMM	<i>X-ray Multi-Mirror Mission</i>	Mission à plusieurs miroirs pour les rayons X
XRb	<i>X-Ray Binary</i>	Binaire X
XRT	<i>X-Ray Telescope</i>	Télescope à rayons X

TABLE 1.1 – Liste des acronymes rencontrés dans ce document.

Valeurs de constantes physiques et astronomiques utilisées dans ce travail

Le tableau ci-dessous recense les valeurs de constantes physiques et astronomiques qui seront utilisées dans ce mémoire.

Constantes	Notations	Valeurs
Constante de Boltzmann	k_B	$1.380658(12) \times 10^{-23} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-2} \text{ K}^{-1}$
Constante de Planck	h	$6.6260755(40) \times 10^{-34} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}$
Luminosité du Soleil	L_\odot	$3.826 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$
Masse de l'électron	m_e	$9.1093897(54) \times 10^{-31} \text{ kg}$
Masse du Soleil	M_\odot	$1.9891 \times 10^{30} \text{ kg}$
Parsec	pc	$3.0856776 \times 10^{16} \text{ m}$
Rayon du Soleil	R_\odot	$6.95508 \pm 0.00026 \times 10^8 \text{ m}$
Unité astronomique	UA	$1.4959877066 \times 10^{11} \text{ m}$
Vitesse de la lumière dans le vide	c	$2.99979250 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$

TABLE 1.2 – Notations et valeurs des constantes physiques et astronomiques utilisées dans ce travail [2], [92].

CHAPITRE 2

L'ASTRONOMIE X

« Le commencement de toutes les sciences, c'est l'étonnement de ce que les choses sont ce qu'elles sont. »

— *Aristote*

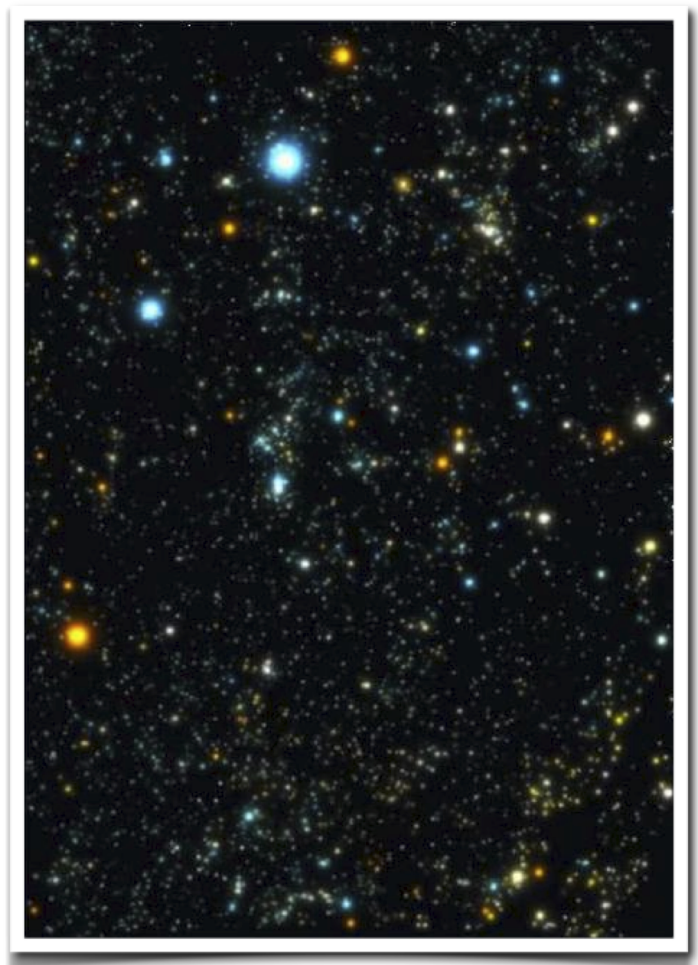


Image X obtenue par le satellite ROSAT d'une région de la voûte céleste comprenant la constellation d'Orion. Source : [58].

2.1 Les rayons X

Les rayons X constituent un rayonnement électromagnétique dont la longueur d'onde varie typiquement entre 0.01 et 10 nanomètres (voir FIGURE 2.1), ce qui, énergiquement parlant, correspond à la gamme s'étendant approximativement entre 123 eV à 123 keV¹ (voir le CHAPITRE 1 pour une définition de l'*électron-volt*). Une subdivision des rayons X peut également être établie : les rayons X « mous » correspondent à des longueurs d'onde comprises entre 10 et 0.1 nm tandis que les rayons X « durs » sont caractérisés par des longueurs d'onde incluses dans le domaine s'étendant de 0.1 à 0.01 nm.

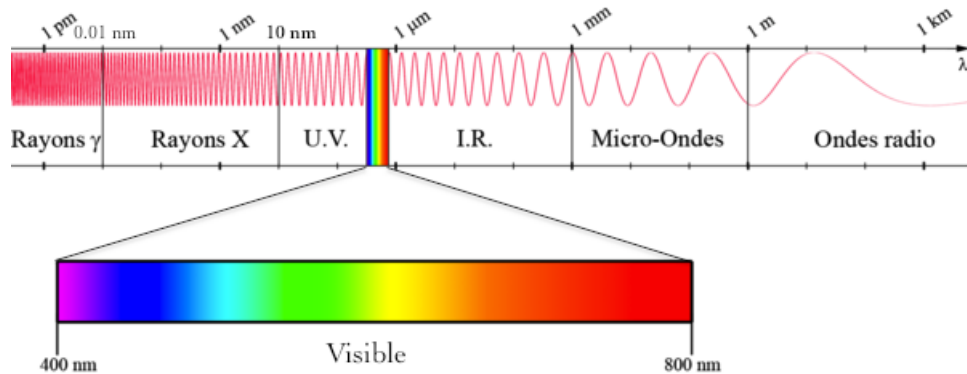


FIGURE 2.1 – Illustration du spectre électromagnétique, en fonction de la longueur d'onde. On y voit que le domaine des rayons X est compris entre les domaines des rayons γ et de l'ultraviolet. Source : [111].

Les rayons X ne sont émis que par des événements violents. Citons dès à présent quelques exemples de sources célestes de rayons X.

Avant de considérer des sources X situées au-delà de notre Système solaire, portons d'abord notre attention sur les sources situées en deçà de l'héliopause, dont la distance au Soleil peut être estimée à 100 unités astronomiques (UA). La Lune ainsi que les planètes Vénus, Mars et la Terre émettent un rayonnement X par fluorescence. En effet, des photons X sont émis lors de la désexcitation des produits de l'ionisation, par des rayons X solaires, des atomes constitutifs de la surface des objets cités. En plus de ce rayonnement, la Terre présente une émission X associée à l'existence d'aurores polaires. Notons que ce dernier phénomène est aussi à l'oeuvre aux abords des pôles magnétiques de Jupiter. Les électrons et ions impliqués dans les aurores vont, en s'écrasant dans l'atmosphère de ces planètes, émettre des rayons X. Le spectre de cette émission X exhibe de fortes raies en émission probablement dues au phénomène d'*échange de charges* (voir ci-dessous ainsi que la SECTION 2.3 pour une définition du processus d'*échange de charges*).

La planète Saturne est aussi à la base d'une émission de rayonnement X, cette dernière étant centralisée au niveau de l'équateur de la géante gazeuse. Notons que ce rayonnement est plus important que celui attendu, ce qui constitue encore aujourd'hui un mystère non élucidé.

Signalons également que les comètes sont responsables de l'émission de rayons X suite au phénomène d'échange de charges entre le vent stellaire et les atomes neutres émis par ces petits corps du Système solaire constitués d'un noyau de glace et de poussières. En effet, le phénomène de dégazage conduisant à la formation de la queue de la comète se produit lors du passage de celle-ci à proximité du Soleil, et libère par exemple des molécules d'hydrogène H_2 . Ces molécules peuvent échanger un électron avec un ion O^{7+} du vent solaire (voir FIGURE 2.2), qui deviendra ainsi un ion O^{6+} . L'électron transmis se trouvera sur un niveau hautement excité de l'ion O^{6+} et celui-ci se désexcitera en émettant un photon X.

1. De par la dualité onde-corpuscule, la conversion entre la longueur d'onde des rayons X et leur énergie est obtenue en considérant la relation $E = \frac{hc}{\lambda}$, où E et λ représentent respectivement l'énergie et la longueur d'onde d'un photon X. Les valeurs des autres grandeurs apparaissant dans cette relation (i.e. la constante de Planck h et la vitesse de la lumière dans le vide c) sont indiquées à la page 14.

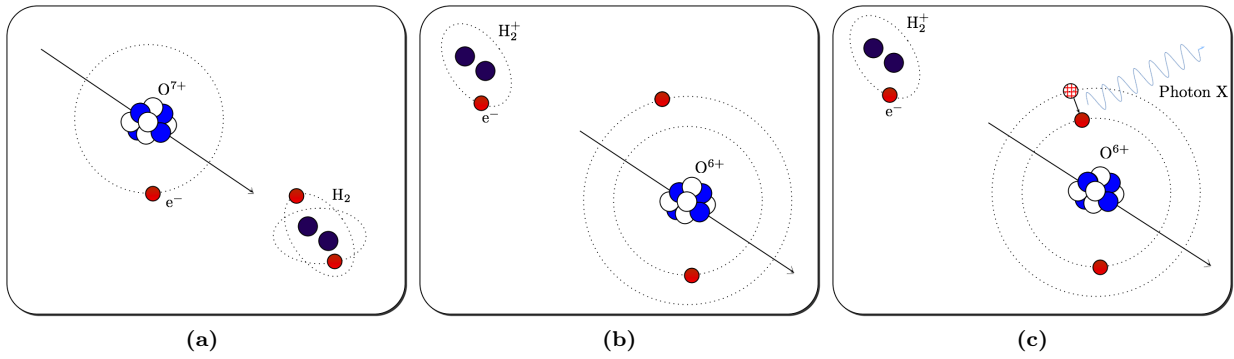


FIGURE 2.2 – Illustration du phénomène d’échange de charges entre un ion fortement ionisé (O^{7+}) du vent solaire avec une molécule d’hydrogène H_2 issue du dégazage d’une comète lorsque celle-ci vient à passer à proximité du Soleil. (a) : la collision entre l’ion et la molécule se produit dans un premier temps. (b) : suite à cette interaction, un électron sera *transféré* sur un niveau fortement excité de la molécule H_2 vers l’ion, tant et si bien que l’ion d’oxygène ne sera plus que six fois ionisé, tandis que la molécule d’hydrogène deviendra un ion H_2^+ . (c) : dans un second temps, l’ion O^{6+} se désexcitera par une cascade de recombinaison radiative. Source des figures originales : [86].

Des plasmas chauds dont la température peut atteindre un million de degrés kelvins peuvent également être responsables de l’émission de rayonnement X. Ce type de plasmas se retrouve entre autres au sein de couronnes stellaires, de disques d’accrétion entourant certains objets célestes, de régions au sein desquelles se déroule la collision de vents issus d’étoiles constitutives de systèmes multiples, ainsi qu’au sein de restes de supernovae.

Apportons quelques compléments d’information concernant ces sources.

En ce qui concerne notre Soleil, une explication de la température élevée du plasma à l’intérieur de la couronne solaire serait le chauffage de ce plasma par des tubes de gaz chauds prenant leur origine à la surface solaire et qui suivent les boucles de champ magnétique. Par ailleurs, les configurations instables du champ magnétique solaire peuvent être responsables des éruptions solaires, ces dernières étant également des phénomènes émetteurs de rayons X. Notons que toutes les étoiles de type solaire présentent une couronne émettrice de rayons X, dont l’intensité peut dans certains cas être considérable. Les étoiles massives, quant à elles, ne possèdent pas de couronnes. Dès lors, le rayonnement X issu des étoiles massives étudiées dans ce travail possède une autre origine dont nous parlerons plus tard (voir la SECTION 3.1).

Il existe également des systèmes binaires émetteurs de rayons X : les binaires X (XRB, pour *X-Ray Binary*) ainsi que les variables cataclysmiques (CV, pour *Cataclysmic Variables*). Les binaires X sont constituées d’une étoile et d’un objet compact représenté par une étoile à neutrons ou un trou noir. On qualifie une binaire X de HMXB, pour *High-Mass X-ray Binary*, si l’étoile compagne est massive tandis qu’on affuble le qualificatif LMXB, pour *Low-Mass X-ray Binary*, aux XRB dont l’étoile compagne est une étoile peu massive comme le Soleil. Pour ce qui est des variables cataclysmiques, celles-ci regroupent une étoile peu massive ainsi qu’une naine blanche.

Lorsque, dans un système binaire où un compagne est beaucoup plus massif que l’autre, l’étoile la plus massive a atteint le stade de géante rouge et remplit son lobe de Roche, il peut y avoir dépassement du lobe de Roche (RLOF, pour *Roche Lobe Overflow*) et un transfert de matière vers l’étoile initialement la moins massive peut s’amorcer au travers du point de Lagrange L_1 (voir FIGURE 2.3). La matière ainsi transférée ne tombera pas directement sur l’étoile compagne en raison de la conservation du moment angulaire, mais suivra plutôt une trajectoire en forme de spirale, provoquant dès lors la formation d’un disque d’accrétion.

Au sein des LMXB, l’émission du rayonnement X trouve son origine dans le transfert de matière par dépassement du lobe de Roche. Si l’objet compact est une étoile à neutrons, des éruptions (ou *bursts*) périodiques (au maximum toutes les heures) peuvent être responsables de l’émission de photons X. En effet, après avoir accumulé de la matière à la surface de l’objet compact, se produiront les combustions de l’hydrogène en hélium puis, lorsque le produit de cette dernière réaction nucléaire sera généré en quantité suffisante, celle de l’hélium. Ces dernières réactions sont néanmoins instables et une émission de lumière associée à une explosion en résultera. Le mécanisme décrit recommencera ensuite avec l’accrétion d’hydrogène à la surface de l’étoile

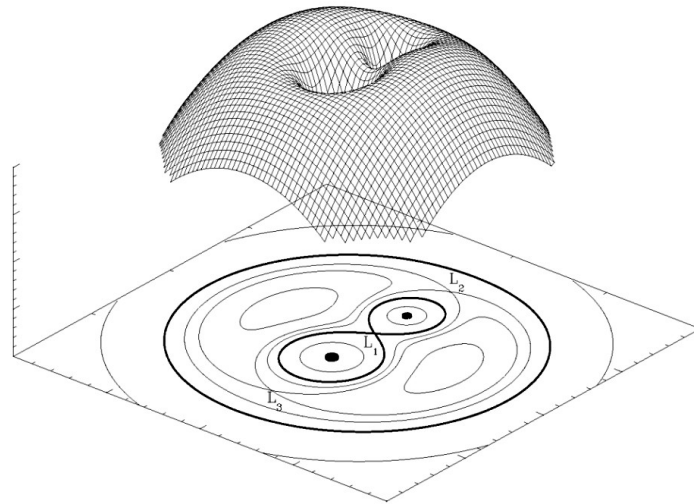


FIGURE 2.3 – *Partie supérieure* : illustration tridimensionnelle du potentiel de Roche au sein d'un système binaire, dans le référentiel en co-rotation. Les étoiles impliquées sont caractérisées par un rapport de masse de valeur 2. Les points de Lagrange L_1 , L_2 et L_3 sont indiquées sur la projection du potentiel de Roche sur un plan horizontal (*partie inférieure*). Rappelons que les points de Lagrange d'un système binaire sont des positions d'équilibre de l'espace caractérisés par le fait qu'un objet de faible masse (par rapport aux corps célestes du système) situé en ce point n'est soumis à aucune force (les forces gravifiques associées aux deux objets célestes en orbite autour du centre de masse du système contrebalancent la force centrifuge de l'objet de plus faible masse), et tourne de concert avec les deux corps. Source : [109].

à neutrons.

Dans le cas des HMXB, outre le transfert de matière via le point de Lagrange L_1 (RLOF), un deuxième processus peut être à l'origine d'un échange de matière entre les composantes du système, à savoir l'*accrétion de Bondi-Hoyle*. Celle-ci implique que l'étoile massive soit caractérisée par un vent stellaire très important. Dans le cas où ce vent passe trop près de l'objet compact, sa trajectoire en est perturbée et la matière constitutive du vent sombre alors inexorablement vers l'étoile à neutrons ou le trou noir. Lorsque l'objet compact est une étoile à neutrons (qui est alors un objet jeune, du fait de la courte durée de vie de leur étoile compagnon), le champ magnétique considérable de cette dernière perturbe le disque d'accrétion qui ne peut s'étendre jusqu'à la surface de l'objet compact. On définit alors la surface d'Alfvén comme la surface entourant l'étoile à neutrons et où le champ magnétique prend le contrôle du processus d'accrétion, tant et si bien que la matière est contrainte à se déplacer le long des lignes de champ magnétique, pour finalement atteindre les pôles magnétiques où se produit un choc. Ce dernier induit une augmentation de température du gaz à proximité mais permet également d'accélérer les particules à des vitesses relativistes, c'est-à-dire proches de celle de la lumière. Dès lors, un rayonnement X de corps noir issu du gaz chauffé, des photons synchrotrons ou de Bremsstrahlung ainsi que des rayons X produits par les effets Compton direct ou inverse sont observés (voir la SECTION 2.3 pour une description de ces processus).

Les naines blanches au sein de variables cataclysmiques sont quant à elles souvent entourées d'un disque d'accrétion.

La collision entre la matière expulsée lors du phénomène de supernova avec son environnement provoque également la production de rayonnement X. En outre, si la supernova marquait la fin de vie d'une étoile de plus de $8 M_\odot$ (on a alors affaire à une supernova de type II), le résidu de l'étoile peut être un pulsar (mot-valise de **pulsating star**) émetteur de rayonnement X synchrotron, comme par exemple pour la nébuleuse du Crabe, encore appelée M1, NGC 1952, Taurus A ou Taurus X-1.

De plus, la collision entre le vent stellaire et le milieu interstellaire (ou la matière éjectée précédemment par l'étoile) peut provoquer une émission X. C'est notamment le cas d'étoiles massives isolées (ou en amas) comme S308, N44 ou encore la Nébuleuse du Croissant (NGC 6888) (voir FIGURE 3.2 et CHAPITRE 3), et des étoiles centrales de nébuleuses planétaires jeunes, comme la nébuleuse de l'Œil de Chat (NGC 6543). Un autre type de collision, celui entre deux vents d'étoiles massives, sera détaillé dans la SECTION 3.2.

Un dernier élément de cette liste (non exhaustive) d'exemples de sources X est donné par le gaz chaud associé aux amas de galaxies, qui peut également être responsable d'un effet Compton inverse sur le rayonnement de fond. Il s'agit de l'*effet Sunyaev-Zel'dovich*, des noms des physiciens Rashid Sunyaev et Yakov Borisovich Zel'dovich qui l'ont prédit.

2.2 Historique des instruments dédiés à l'observation X

De par le fait que l'atmosphère terrestre empêche les rayons X en provenance du cosmos d'atteindre la surface terrestre (voir FIGURE 2.4), l'astronomie X n'a pu se développer qu'avec l'utilisation d'instruments pouvant dépasser les couches basses de l'atmosphère, comme des fusées, des ballons-sondes ou des satellites artificiels. La première observation dans le domaine des rayons X, destinée à l'étude du Soleil, fut réalisée en 1949 par Herbert Friedman et son équipe du *Naval Research Laboratory* (NRL), à l'aide d'une fusée V2. Les résultats de cette expérience révélèrent une émission X faible ne laissant pas augurer d'un grand nombre de sources X célestes et provoquant alors un profond désintérêt chez les scientifiques de l'époque pour ce domaine.

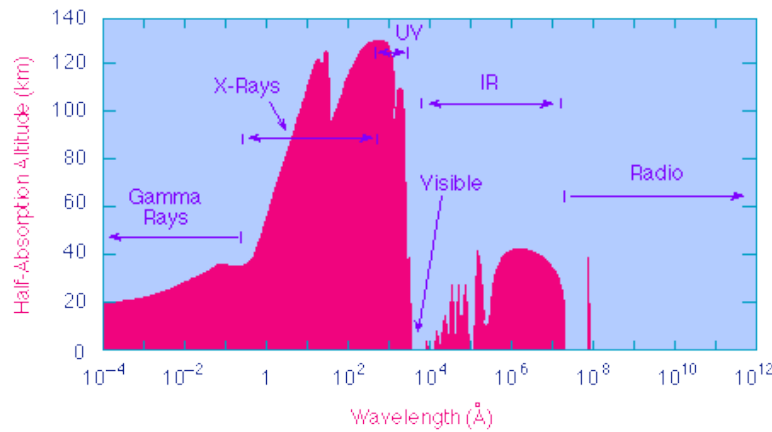


FIGURE 2.4 – Altitudes de demi-absorption du rayonnement incident atteignant la haute atmosphère terrestre en fonction de la longueur d'onde. Cette altitude de demi-absorption est définie comme étant l'altitude à laquelle la moitié du rayonnement incident a été absorbée. Nous remarquons que les rayonnements UV et X sont fortement atténués, davantage que les rayonnements γ et infrarouge. Les fenêtres atmosphériques principales de transmission du rayonnement électromagnétique sont en réalité situées dans les domaines de longueurs d'onde correspondant au visible et radio. Source : [104].

Cependant, le 11 avril 1962, le président des États-Unis John Fitzgerald Kennedy accorda au programme spatial Apollo, dont l'objectif était de poser un homme sur la Lune avant la fin de la décennie, la plus haute priorité budgétaire nationale. Le 12 septembre 1962, il énonça devant des étudiants et professeurs rassemblés dans le stade de football américain situé sur le campus de l'Université Rice à Houston, au Texas, les phrases désormais cultes allant influencer de manière conséquente la politique spatiale américaine :

« We choose to go to the moon. We choose to go to the moon in this decade and do the other things, not because they are easy, but because they are hard, because that goal will serve to organize and measure the best of our energies and skills, because that challenge is one that we are willing to accept, one we are unwilling to postpone, and one which we intend to win, and the others, too. » [75]

Les Américains étaient ainsi décidés à ramener leurs astronautes sur Terre en bonne santé, après un éventuel succès du programme. Une attention particulière s'est alors portée sur les photons du domaine X associés au satellite naturel de la Terre.

L'astrophysicien italien naturalisé américain Riccardo Giacconi de l'*American Science & Engineering* (AS&E) ainsi que le physicien expérimentateur italo-américain Bruno Rossi se lancèrent alors dans l'analyse

des rayons X issus du Soleil et réfléchis par la Lune. Après deux essais infructueux, c'est au cours des 350 secondes passées au-dessus de l'atmosphère terrestre qu'une fusée Aerobee permit, le 18 juin 1962, la détection de ce que l'on croyait être des photons X émanant de la surface lunaire. Une analyse plus méticuleuse des résultats par l'astrophysicien américain Herbert Gursky mit en exergue que le rayonnement provenait en réalité d'une région située à 25° de la Lune, nommée par la suite Sco X-1². La première source céleste de rayons X venait d'être décelée.

Gursky dévoila par la suite, lors du mois d'octobre 1962, deux autres sources de rayons X cosmiques, dont une se révéla être associée à la nébuleuse du Crabe. L'engouement pour ce domaine du spectre électromagnétique fut vif tant et si bien qu'à la fin de l'année 1970 une cinquantaine de sources émettrices de rayons X fut recensée, grâce à l'utilisation de fusées et ballons-sondes.

Uhuru, le premier satellite artificiel conçu spécifiquement dans le but d'observer la voûte céleste dans le domaine des rayons X, fut lancé le 12 décembre 1970 et permit d'ajouter 339 sources à la liste déjà existante.

D'autres satellites ont ensuite contribué à élargir notre connaissance des sources de rayons X.

La TABLE 2.1 recense des satellites dédiés à l'observation X depuis 1968, ayant opéré ou étant actuellement en activité. La première colonne indique les dénominations des satellites en question, la deuxième colonne spécifie les pays ayant contribué à la réalisation des missions, la troisième colonne renseigne sur la période d'activité des observatoires, tandis que les quatrième et cinquième colonnes spécifient les domaines d'énergie étudiés ainsi que les avancées majeures des satellites en considération. Notons qu'une partie des informations énoncées dans cette table est directement issue du cours d'Astrophysique des Hautes Énergies (SPAT0009-1, Pr Rauw, année académique 2012-2013).

Les Américains ont ainsi conçu les observatoires spatiaux HEAO-1 & 2 (pour *High Energy Astrophysical Observatory-1* & 2) lancés respectivement le 12 août 1977 et le 12 novembre 1978. HEAO-1 inventoria 842 sources et HEAO-2, rebaptisé Einstein après son lancement, permit d'allonger la liste des sources X détectées jusqu'à 7000 éléments. Les domaines énergétiques couverts par ces deux satellites sont 0.2 keV – 10 MeV et [0.2 – 20] keV respectivement. Notons que les satellites américains AXAF-CHANDRA (AXAF pour *Advanced X-ray Astrophysics Facility*) et Swift sont actuellement opérationnels. L'observatoire AXAF-CHANDRA a été lancé le 23 juillet 1999 et fut nommé en l'honneur de Subrahmanyan Chandrasekhar, astrophysicien américain d'origine indienne et colauréat (avec William Alfred Fowler, astrophysicien américain) du Prix Nobel de physique de 1983 « pour ses études théoriques des processus physiques régissant la structure et l'évolution des étoiles » [80].

Du côté européen, citons les satellites ANS (pour *Astronomische Nederlandse Satelliet*, cette mission ayant été conjointement financée par la NISR, pour *Netherlands Institute for Space Research* ainsi que par la NASA, pour *National Aeronautics and Space Administration*), Ariel V (lancé le 15 octobre 1974 et conjointement financé par le *Science Research Council* (SRC, Royaume-Uni) et la NASA), EXOSAT (pour *European X-ray Observatory Satellite*, lancé le 26 mai 1983 et financé par l'Agence Spatiale Européenne ou ESA, pour *European Space Agency*) ainsi que ROSAT (pour *Röntgensatellit*), dont les instruments ont été conçus par des équipes provenant d'Allemagne, du Royaume-Uni et des États-Unis. Ce dernier satellite, grâce à un l'établissement d'une carte complète du ciel X (communément appelée un *survey*, voir FIGURE 2.6), permis de porter à 60000 le nombre de sources X identifiées. Dernier-né de cette série, le satellite XMM-Newton est actuellement en orbite autour de la Terre.

L'observatoire développé par l'agence spatiale japonaise ISAS (avec une participation de la NASA), ASCA (pour *Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics*) ou ASTRO-D, fut lancé le 20 février 1993. Notons que le satellite Suzaku, encore appelé ASTRO-EII et lancé le 10 juillet 2005, est toujours actif.

Dans la TABLE 2.2 sont comparées des caractéristiques principales des satellites cités dans la présente section. De plus, des illustrations de ces satellites sont fournies à la page 24.

Étant donné qu'ils sont utilisés dans le cadre de ce mémoire, les observatoires XMM-Newton, Swift et ROSAT feront l'objet d'une description plus détaillée dans les SECTIONS 2.4, 2.5 et 2.6, l'étude des rayons X n'étant pas une priorité pour le deuxième satellite.

2. Suivant cette nomenclature, Sco X-1 représente la source la plus intense de rayons X de la constellation du Scorpion.

Satellite	Pays	Période	Gamme d'énergie	Faits importants
Kosmos 208	URSS	1968		
Uhuru (SAS-1 ^a)	États-Unis	1970 – 1973	[2 – 20] keV	Premier « <i>survey</i> X »
Copernicus (OAO-3 ^b)	États-Unis/Royaume-Uni	1972 – 1981	[0.5 – 10] keV	Découverte de plusieurs longues périodes de pulsars (par exemple celle de X Per)
ANS	Pays-Bas	1974 – 1976	[0.1 – 30] keV	Découverte des couronnes stellaires
Ariel V	Royaume-Uni	1974 – 1980	[0.3 – 40] keV	Détection de la raie Fe K _α dans le spectre de sources extragalactiques
SAS-3	États-Unis	1975 – 1979	[0.1 – 60] keV	Recherche continue de novae, flares et autres phénomènes éphémères, dans le domaine des rayons X
HEAO-1	États-Unis	1977 – 1979	0.2 keV – 10 MeV	Réalisation d'un <i>survey</i> complet (limité par le flux) à hautes latitudes galactiques
Einstein	États-Unis	1978 – 1981	[0.2 – 4.5] keV	Première mission d'imagerie
HEAO-2	États-Unis	1978 – 1981	[0.2 – 20] keV	Premières études spectroscopique de haute résolution et morphologique de restes de supernovae
Ariel VI	Royaume-Uni	1979 – 1982	[0.25 – 50] keV	Découverte de nombreuses sources de <i>bursts</i>
Corsa-B (Hakucho)	Japon	1979 – 1985	[0.1 – 100] keV	Découverte et/ou étude des raies du fer dans de nombreuses LMXB, HMXB et noyaux actifs de galaxies (AGN ^c)
Astro B (Tenma)	Japon	1983 – 1985	[0.1 – 60] keV	Découverte des oscillations quasi-périodiques (QPO ^d) des LMXB et des pulsars X
EXOSAT	ESA	1983 – 1986	[0.05 – 20] keV	Observation de l'amas de Persée et de la région du Centre Galactique
Spartan-1	États-Unis	Juin 1985	[1 – 12] keV	

Suite sur la page suivante

^a. Pour **Small Astronomy Satellite-1**.

^b. Pour **Orbiting Astronomical Observatory-3**.

^c. Pour **Active Galactic Nucleus**.

^d. Pour **Quasi-Periodic Oscillations**.

Suite de la page précédente

Satellite	Pays	Période	Gamme d'énergie	Faits importants
Astro C (Ginga)	Japon	1987 – 1991	[1 – 500] keV	Découverte de candidats au titre de trous noirs et étude de leur évolution spectrale
Kvant	URSS/Russie	1987 – 2001	[2 – 800] keV	
Granat	Russie/Europe	1989 – 1998	2 keV – 100 MeV	Imagerie très profonde du Centre Galactique
Gamma-1	Russie	1990 – 1992	50 MeV – 6 GeV	Études du pulsar de Vela, de la région du Centre Galactique, de binaires de la constellation du Cygne, de Her X-1
ROSAT	Allemagne/Royaume-Uni/États-Unis	1990 – 1999	[0.1 – 2.5] keV	Recensement de plus de 60 000 sources X lors d'un survey
BBXRT^a	États-Unis	Décembre 1990	[0.3 – 12] keV	Flux de refroidissement dans les amas
ASCA (Astro D)	Japon	1993 – 2001	[0.4 – 10] keV	Spectroscopie à moyenne résolution
RXTE^b	États-Unis	1995 – 2011	[2 – 200] keV	Étude la variabilité des sources X
BeppoSAX^c	Italie/Pays-Bas	1996 – 2003	[0.1 – 300] keV	Rôle important dans la détermination de l'origine des sursauts gamma
AXAF-CHANDRA	États-Unis	1999 – présent	[0.1 – 10] keV	Résolution spatiale sans précédent
XMM-Newton	ESA	1999 – présent	[0.1 – 15] keV	Sensibilité sans précédent
Swift	États-Unis	2004 – présent	[0.2 – 150] keV	Réponse autonome aux sursauts gamma (GRBs ^d)
Suzaku (ASTRO-EII)	Japon	2005 – présent	[0.2 – 700] keV	Premier calorimètre à rayons X (échoué)
MAXI^e	Japon	2005 – présent	[0.5 – 30] keV	

^a. Pour *Broad Band X-Ray Telescope*.

^b. Pour *Rossi X-ray Timing Explorer*.

^c. Beppo en l'honneur du physicien italien Giuseppe « Beppo » Occhialini et SAX pour « Satellite for X-ray Astronomy ».

^d. Pour *Gamma-Ray Bursts*.

^e. Pour *Monitor of All-sky X-ray Image*.

TABLE 2.1 – Recensement de satellites dédiés à l'observation X depuis 1968. Sources : [86], [103].

Satellite	Période orbitale (en heures)	Résolution angulaire du télescope (en ")	Aire effective des miroirs (en cm ²)	Résolution en énergie (en eV)
Américains	HEAO-1 (pour MED ^a , A4)	~ 1.55	< 1	15 000 à 60 keV
	HEAO-2 (HRI ^b)	~ 1.50	4.8	faible
	AXAF-CHANDRA	64.30	400 à 1 keV (ACIS ^c -S)	1 à 1 keV (HETG ^d)
Européens	ANS (HXX ^e)	~ 1.65	144 dans [0.2 – 0.28] keV (SXX ^f)	~ 3 000 à 15 keV
	Ariel V (pour SSI ^g)	~ 1.67	290 dans [1.5 – 20] keV	~ 1 000 à 6 keV
	EXOSAT	90.60	1500 dans [1 – 20] keV (ME)	~ 1 260 à 6 keV (ME)
Japonais	ASCA (pour XRT)	~ 1.58	174	100 à 1 keV 600 à 7 keV
	Suzaku (pour XRT)	1.60	~ 2	50 à 1 keV ~ 250 à 8 keV

a. Pour *Medium Energy Detectors*.

b. Pour *High Resolution Imager*.

c. Pour *Advanced CCD Imaging Spectrometer*.

d. Pour *High-Energy Transmission Grating*.

e. Pour *Hard X-ray experiment*.

f. Pour *Soft X-ray experiment*.

g. Pour *Sky Survey Instrument*.

TABLE 2.2 – Comparaison de caractéristiques principales de quelques satellites permettant l'étude de rayonnement X. Sources : [33], [26], [64], [64].

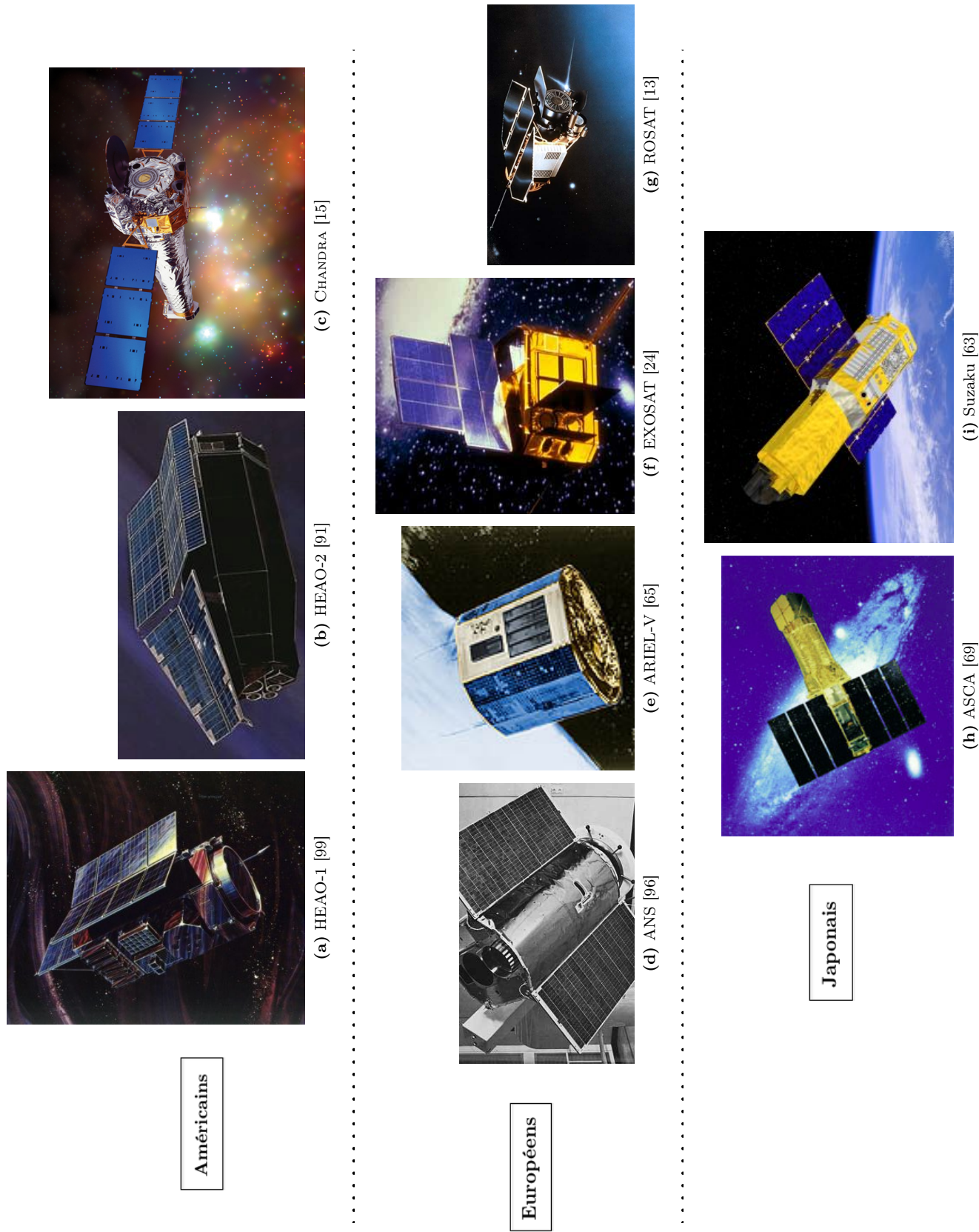


FIGURE 2.5 – Vues d’artiste et photographie (pour le satellite ANS) de quelques satellites permettant l’étude de rayonnement X. Les sous-figures (a), (b) et (c) représentent des satellites américains tandis que (d), (e), (f) et (g) illustrent des observatoires européens. Enfin, les deux dernières sous-figures (h) et (i) sont des illustrations de satellites japonais. Les sources des différentes sous-figures sont indiquées en légende, juste après les dénominations des satellites.

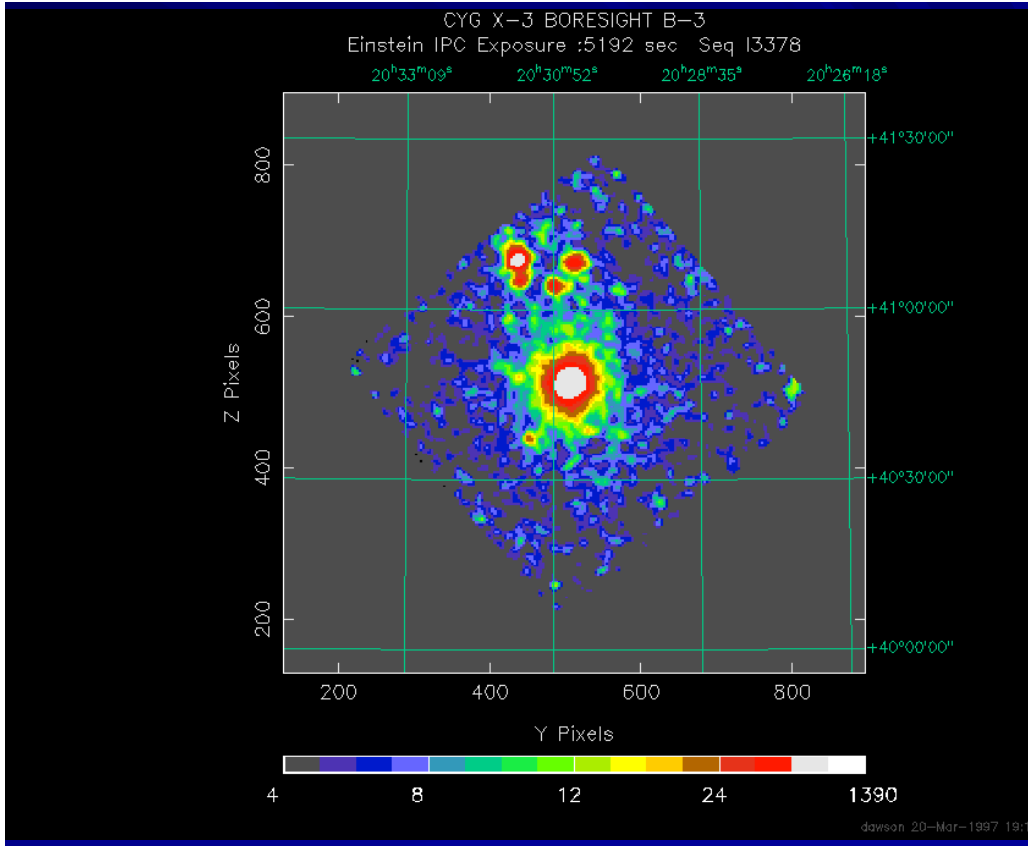


FIGURE 2.6 – Une des premières images d’une région de la voûte céleste dans le domaine des rayons X, obtenue avec le satellite HEAO-2 (Einstein) en décembre 1978. Cette image est centrée sur la source Cygnus X-3 (voir la SECTION 5 pour une présentation de cette source X) et a permis aux astronomes de prendre conscience que les étoiles massives sont en réalité des sources intenses de rayons X (notons toutefois que l’émission X de la part d’étoiles massives avait déjà été suggérée pour expliquer la présence de raies associées aux ions N VI et C V dans leur spectre du fait que la température de ces astres n’est pas suffisante que pour justifier de tels degrés d’ionisation (voir la SECTION 2.3 pour plus de détails)). En effet, lorsque le détecteur X de l’observatoire Einstein pointa vers la source Cyg X-3 lors d’une calibration de ses instruments trois semaines après son lancement, quatre *points* formant un quadrilatère au-dessus de Cyg X-3 apparurent. En superposant l’image obtenue dans le domaine des rayons X avec une image du domaine visible, les astronomes se sont rendus compte que les quatre points correspondaient en réalité à des étoiles massives (Harnden et al. 1979). Il s’avère que ces sources sont désignées par Cyg OB2 #5, Cyg OB2 #8A, Cyg OB2 #12 et Cyg OB2 #9. La compréhension des propriétés des trois premiers objets constitue la principale motivation de ce travail. Source : base de données de HEAO-2.

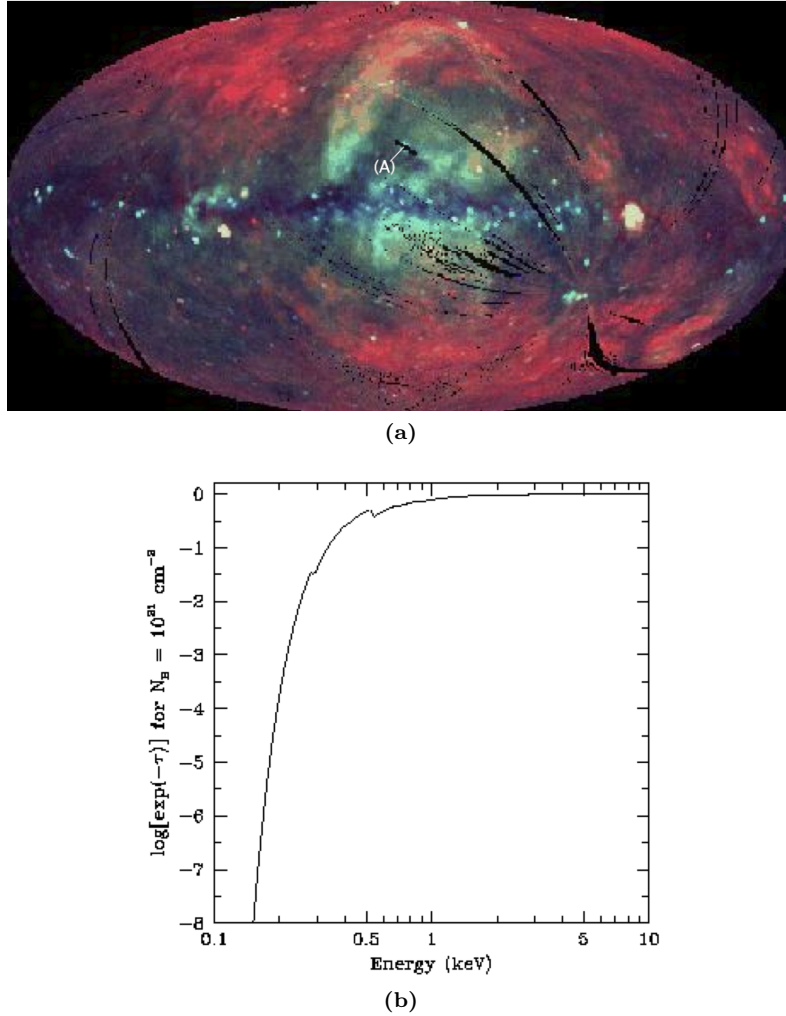


FIGURE 2.7 – (a) : image obtenue à la suite du ROSAT All-Sky Survey et codée en énergie représentant le ciel dans le domaine des rayons X dont l'énergie est comprise entre 0.1 et 2.0 keV. Ce *survey* a été réalisé lors des six premiers mois d'activité de la mission européenne. Une forte concentration de sources X brillantes est à recenser vers le plan et le centre galactiques. Le rayonnement de basse énergie est représenté par la couleur rouge et correspond au domaine énergétique [0.1 – 0.4] keV. Cette radiation est issue du halo galactique ainsi que de plasmas de notre proche environnement et dont la température atteint un million de degrés kelvins. La couleur jaune-verte représente le rayonnement d'énergie intermédiaire et possède quant à lui une énergie s'étendant de 0.5 à 0.9 keV. Cette radiation provient de bulles de gaz de quelques millions de degrés kelvins situées dans notre environnement. Finalement, la radiation hautement énergétique, illustrée par la couleur bleue et dont l'énergie est incluse dans le gamme [0.9 – 2] keV, peut être émise par des restes de supernovae, à partir du centre galactique ou encore par des objets extragalactiques. Notons la prédominance de rayonnement X de haute énergie dans le plan galactique. Cette observation s'explique par le fait qu'entre les sources du plan galactique et la Terre se trouve une grande quantité de matière, celle-ci étant responsable d'une importante absorption photoélectrique de photons X de basse énergie, comme l'illustre la sous-figure (b). Dès lors, le centre de notre Galaxie n'est dévoilé que dans la gamme de plus haute énergie. Il est également à noter que des zones n'ont pas pu être couvertes par le satellite ROSAT (régions noires sur la sous-figure (b)). Ceci est dû au fait que le détecteur de rayonnement X PSPC-C (pour *Position Sensitive Proportional Counters-C*) a été détruit peu avant la fin du survey par une fausse manoeuvre au cours de laquelle le Soleil est passé dans son champ de vision. Remarquons qu'une de ces zones ((A) sur la sous-figure (a)) recouvre une importante partie de Sco X-1 [86].

Source de la figure originale : [70].

(b) : illustration de l'importance de l'absorption photoélectrique en fonction de l'énergie des photons X (entre 0.1 et 10 keV) pour une colonne de matière $n_H = 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (voir le CHAPITRE 1 pour une définition de la *colonne de densité d'hydrogène*) et en supposant un plasma de composition solaire. Remarquons la forte absorption des photons en-dessous de 1 keV.

Source : [86].

2.3 Processus physiques à la base de l'émission de rayons X

Dans cette section, nous allons brièvement décrire les mécanismes physiques les plus importants qui conduisent à l'émission de rayons X, ainsi que les processus d'interaction entre ce rayonnement et la matière.

Pour ce faire, nous allons tout d'abord introduire les processus dits *thermiques* et *non-thermiques* associés aux rayons X. Dans un second temps, nous allons focaliser notre attention sur les processus responsables de la formation de raies X en absorption et en émission. Puis, nous nous intéresserons à d'autres interactions pouvant exister entre le rayonnement X et la matière. Enfin, nous aborderons le cas des étoiles massives, celles-ci étant les objets d'étude de ce travail.

En astrophysique les rayons X peuvent être générés par des processus qualifiés de thermiques ou de non-thermiques [86]. On parle généralement d'émission thermique lorsque la distribution énergétique des électrons est maxwellienne (correspondant donc à une température T bien définie). Parmi les processus thermiques, on trouve le mécanisme responsable de l'émission de rayonnement dit de corps noir (voir FIGURE 2.8) ainsi que le processus de Bremsstrahlung thermique. Des exemples de processus non-thermiques sont donnés par le Bremsstrahlung non-thermique, l'effet Compton inverse et le processus menant à l'émission de rayonnement synchrotron. Comme indiqué précédemment, les pulsars (qui ont déjà été mentionnés dans la SOUS-SECTION 2.1) sont un exemple de sources célestes à l'origine d'une émission de rayonnement X non-thermique.

Le rayonnement continu de freinage, aussi appelé rayonnement libre-libre ou Bremsstrahlung, correspond à l'émission résultant de la décélération d'électrons (relativistes dans le cas du Bremsstrahlung non-thermique) soumis à un champ électrique (celui d'un noyau atomique, par exemple). Puisque la perte d'énergie des électrons lors de leur décélération n'est pas quantifiée, le spectre de ce rayonnement est continu. L'énergie associée au rayonnement émis par un électron est limitée par l'énergie cinétique dont il dispose. Pour un gaz uniforme de température T , la puissance totale de l'émission libre-libre thermique, intégrée sur toutes les fréquences, émise par ce gaz est obtenue en considérant une distribution de Maxwell :

$$-\left(\frac{d\mathcal{E}}{dt}\right)_{rad,tot} \propto Z^2 T^{1/2} \bar{g}_{ff} n_i n_e$$

où \mathcal{E} représente l'énergie thermique associée au rayonnement de freinage, Z le numéro atomique de l'atome responsable du champ électrique, \bar{g}_{ff} le facteur de Gaunt constituant une mesure de la section efficace, intégrée sur les vitesses, de la collision entre le noyau atomique et un électron, n_i la densité de noyaux et n_e la densité d'électrons [86].

À des températures supérieures à 10^8 K, presque tous les éléments abondants ont été complètement ionisés et l'émission du rayonnement X est principalement assuré par le phénomène de Bremsstrahlung lié à l'hydrogène et l'hélium, ces derniers étant présents en grande proportion.

Le rayonnement synchrotron est, quant à lui, le résultat de l'accélération d'électrons relativistes par un champ magnétique intense. Il est émis dans une direction perpendiculaire à leur mouvement. Si les électrons relativistes suivent une distribution en loi de puissance par unité d'énergie d'indice s (i.e. $n(\mathcal{E}) \propto \mathcal{E}^{-s} d\mathcal{E}$), alors le spectre X qui résulte du processus synchrotron suivra également une loi de puissance, d'indice $\alpha = (s - 1) / 2$.

Mentionnons également le fait que les spectres continus de sources peuvent être combinés à des raies discrètes, celles-ci pouvant être en émission ou en absorption. En général, l'observation de raies spectrales en émission dans le domaine des rayons X est une bonne indication de la nature thermique d'une source. Cependant, l'observation de la raie Fe K $_{\alpha}$ à 6.7 keV produite par fluorescence (voir ci-dessous) est la plupart du temps une signature d'un plasma non-thermique.

Une raie X en émission est produite lors de la désexcitation d'atomes ou d'ions (ceux-ci ayant été excités à la suite d'une collision ou en conséquence de la capture ou de l'éjection d'un électron), cette dernière impliquant des transitions électroniques entre des niveaux énergétiques avoisinant le noyau atomique. On dénote ces niveaux correspondant aux nombres quantiques principaux $n = 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ (à partir du noyau vers l'extérieur de l'atome) respectivement par les lettres K, L, M, N, O, \dots . Les raies spectrales X sont habituellement désignées par une notation faisant usage de lettres de l'alphabet grec, celles-ci étant affublées

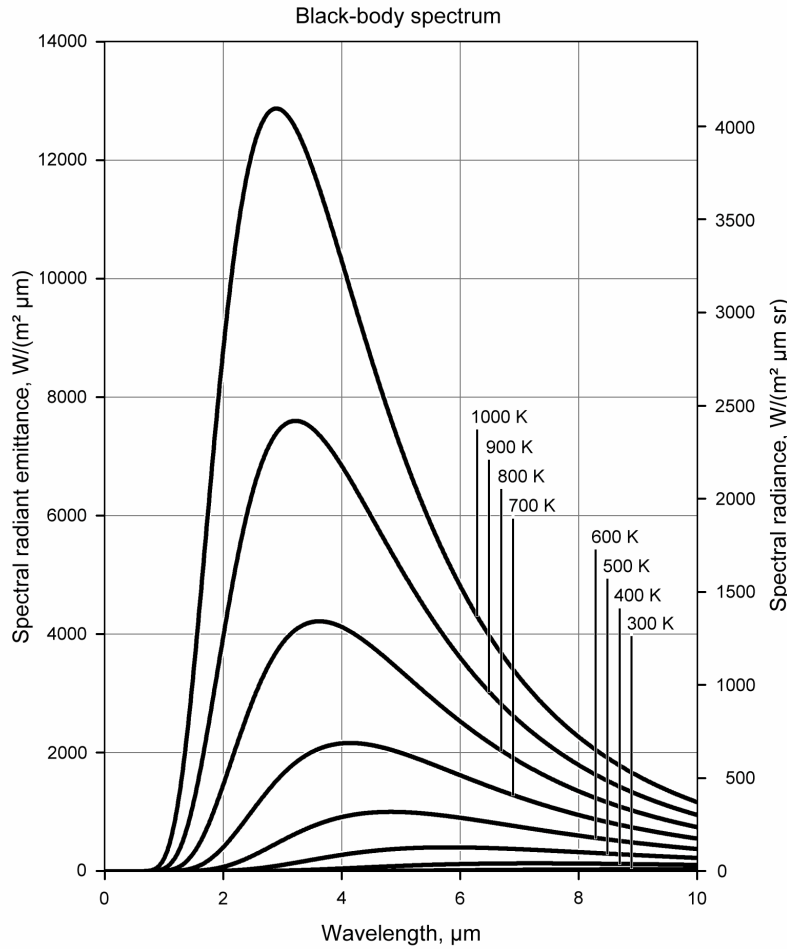


FIGURE 2.8 – Spectres de corps noirs à plusieurs températures. Les courbes représentent l'émittance monochromatique M_λ (qui est la puissance de rayonnement émise dans toutes les directions, par unité de surface émettrice, et par unité de longueur d'onde; *axe des ordonnées de gauche*) ou la luminance énergétique monochromatique B_λ (qui est la puissance de rayonnement émise par unité de surface émettrice, par unité d'angle solide et par unité de longueur d'onde; *axe des ordonnées de droite*) en fonction de la longueur d'onde, à plusieurs températures pour le corps noir (loi de Planck). Rappelons que la loi de Planck (1900) peut s'écrire en termes de fréquences ν comme $B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}$, où T est la température du corps noir. Notons qu'un rayonnement de type corps noir domine généralement la partie correspondant aux photons X *mous* des spectres de binaires X (voir la SOUS-SECTION 2.1 pour une définition de ces notions). Cette composante thermique est soit associée aux parties internes du disque d'accrétion, soit à la surface de l'étoile à neutrons, en fonction du fait que l'objet compact du système est un trou noir ou une étoile à neutrons. À des énergies plus importantes (supérieures à environ 10 keV), le spectre est fréquemment dominé par une composante non-thermique (dont l'origine est associée à l'effet Compton inverse qui sera présenté plus loin dans cette sous-section) représentée par une loi de puissance de pente approximativement égale à 2.0 – 2.5 [21] et issue de la couronne du disque d'accrétion. Source : [108]

d'un indice. À titre d'exemple, les raies X correspondant à la transition d'un électron du niveau L vers le niveau K sont qualifiées de raies K_α . Notons que ce processus se trouve être le mécanisme dominant des plasmas thermiques. Mentionnons également le fait que la raie K_α (voir ci-dessous) est en fait la combinaison des raies $K_{\alpha 1}$ et $K_{\alpha 2}$, généralement non résolues en astrophysique X. La raie $K_{\alpha 1}$ correspond à la transition entre les niveaux K ($1^2S_{1/2}$) et L_{II} ($2^2P_{1/2}$) alors que la raie $K_{\alpha 2}$ correspond à la transition entre les niveaux K et L_{III} ($2^2P_{3/2}$). Introduisons à présent les processus de recombinaisons radiative et diélectrique,

d'ionisation *innershell* ainsi que l'échange de charge qui constituent les mécanismes d'émission de raies.

La recombinaison radiative est l'émission de photons suite à la capture d'un électron libre par un ion dans un plasma, sur une orbite hautement excitée. Il s'agit en quelque sorte du processus inverse de l'ionisation. L'énergie excédentaire de l'électron est éliminée grâce à des cascades successives entre les niveaux électronique. Lors de chacune de ces cascades, un photon X d'énergie bien spécifique liée à la différence d'énergie entre les niveaux est émis (voir FIGURE 2.9).

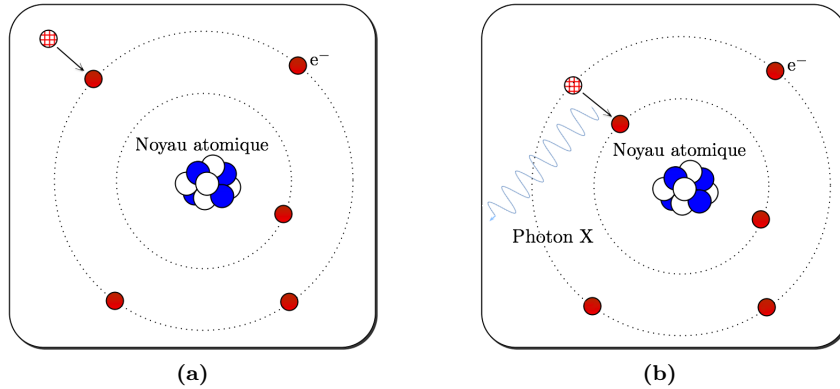


FIGURE 2.9 – Illustration du processus de recombinaison radiative. (a) : un électron libre est capturé par un ion d'un plasma, sur une orbite hautement excitée, (b) : représentation de l'émission d'un photon X suite à une transition de l'électron entre des niveaux énergétiques. Source des figures originales : [86].

La recombinaison diélectronique est le processus par lequel un électron libre est capté par un ion sur un niveau électronique élevé, l'excès d'énergie de la recombinaison étant transféré vers un électron d'un autre niveau électronique, ce transfert ayant pour conséquence d'amener ce dernier électron sur un niveau excité. Il s'ensuit alors une désexcitation de l'ion doublement excité, soit par éjection d'un électron, soit grâce à des cascades radiatives (voir FIGURE 2.10).

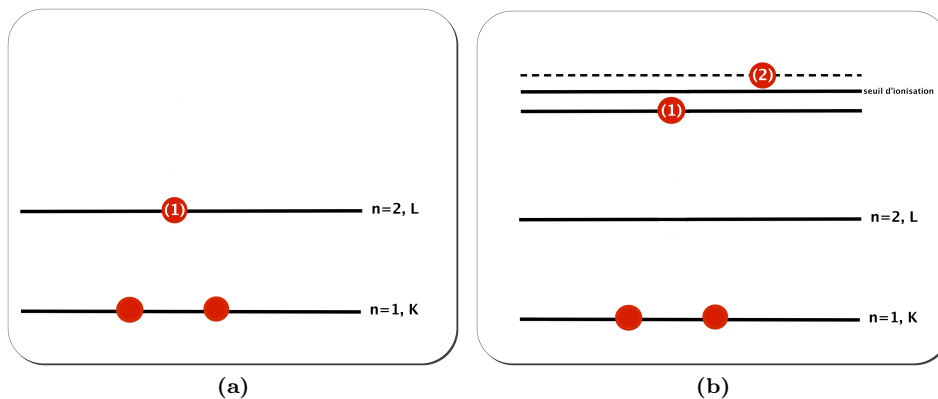


FIGURE 2.10 – Illustration du processus de recombinaison diélectronique. (a) : représentation des couches K et L d'un ion composé de trois électrons (deux sur la couche K et un sur la couche L, celui-ci étant désigné par le chiffre (1)), (b) : après la capture d'un électron (désigné par le chiffre (2)), l'ion est devenu doublement excité. En effet, l'électron (1) initialement sur la couche L se trouve désormais sur un niveau énergétique plus élevé tandis que l'électron capturé se trouve quant à lui sur un niveau (représenté par une ligne discontinue) situé au-dessus de la limite correspondant au seuil d'ionisation. Deux possibilités se présentent alors. Dans la première possibilité, l'électron (1) retourne sur le niveau L d'où il provient et l'énergie excédentaire sert à éjecter l'électron (2). Ce processus porte le nom d'auto-ionisation. En ce qui concerne la seconde possibilité, les électrons (1) et (2) atteignent des niveaux électroniques beaucoup moins énergétiques suite à des cascades radiatives.

L'ionisation *innershell* consiste à engendrer une vacance électronique dans une couche électronique profonde d'un ion, provoquée par une photo-ionisation ou à une collision. Cette vacance est ensuite comblée suite à une cascade de transitions radiative (fluorescente) ou non-radiative. Ce dernier processus porte le nom d'effet Auger et consiste à utiliser l'énergie libérée par les transitions pour éjecter un électron d'une couche supérieure de l'atome. Une condition nécessaire à la réalisation de l'effet Auger, si le premier électron ayant été émis est un électron de la couche K, est la présence de deux électrons L au départ du processus.

Lors du processus d'échange de charge, un atome ou une molécule neutre entre en collision avec une particule énergétique fortement ionisée. Une conséquence de cette collision est le transfert d'un électron de l'atome ou la molécule initialement neutre sur un niveau électronique élevé de la particule. Du fait que l'électron transitera ensuite progressivement vers le niveau fondamental, des rayons X seront émis.

À des températures de plasmas comprises entre 10^4 et 10^7 K, les éléments présents sous forme de traces retiennent quelques électrons et des raies en émission peuvent ainsi révéler leur présence.

Une raie X en absorption est la preuve de la perte d'un électron issu des couches internes des atomes ou des ions.

Abordons à présent les phénomènes de diffusion Compton (direct et inverse) ainsi que l'absorption photoélectrique. Dans ce but, nous allons examiner les phénomènes de diffusion Compton, de diffusion Compton inverse ainsi que l'absorption du rayonnement X par la matière.

D'une manière globale, lors de la diffusion d'un photon par un électron libre, le champ électrique du photon incident accélère l'électron, cette accélération provoquant alors l'émission d'un autre photon. Les protagonistes de la diffusion Compton sont donc des électrons et des photons. Au terme de cette diffusion, le champ de radiation aura transféré de l'énergie ainsi que de la quantité de mouvement aux électrons, tant et si bien que la longueur d'onde des photons résultants augmentera. Il s'agit dès lors d'une diffusion inélastique. Dans la diffusion Compton « classique », l'électron libre est supposé être au repos au départ (voir FIGURE 2.11).

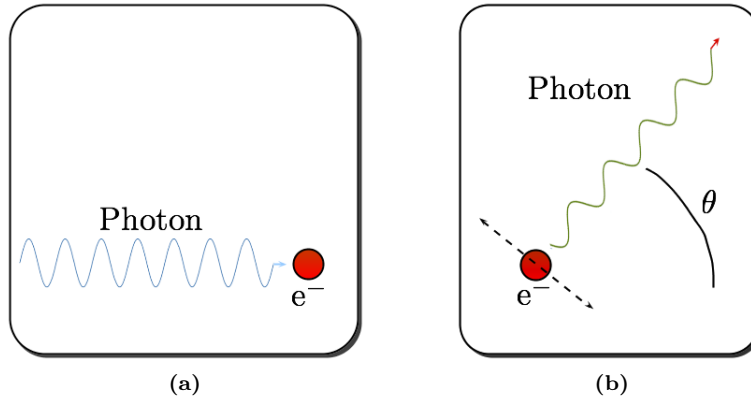


FIGURE 2.11 – (a) : absorption d'un photon par un électron au repos, (b) : l'électron initialement au repos est accéléré par le champ électrique du photon incident. Cette accélération a pour effet l'émission d'un nouveau photon et ce, dans une direction qui peut être différente de la direction du photon incident illustré en la sous-figure (a). Source des figures originales : [86].

Notons également que la section efficace de diffusion Compton reste donnée par la section efficace de la diffusion Thomson $\sigma_T = 6.653 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$, pour autant que l'énergie des photons est bien inférieure à l'énergie de masse des électrons (dont la valeur est de 511 keV) :

$$h\nu \ll m_e c^2. \quad (2.1)$$

La section efficace de Thomson σ_T ne dépend pas de la longueur d'onde du photon impliqué dans la collision. Rappelons que la diffusion Thomson constitue généralement une bonne approximation de la collision entre un électron libre et un photon, pour autant que la condition (2.1) soit satisfaite, et est une diffusion élastique.

La diffusion Compton inverse a lieu lorsqu'un électron hautement énergétique cède une partie de son énergie à un photon micro-onde (du rayonnement de fond cosmologique, par exemple ; il s'agit de l'effet Sunyaev-Zel'dovich, déjà mentionné à la page 19), infrarouge, visible ou ultraviolet (par exemple étant émis par la photosphère des étoiles). Ce photon devient alors un photon X (l'effet Sunyaev-Zel'dovich ne produit cependant des rayons X que lors de cas extrêmes). Notons que, tout comme le processus synchrotron, si les électrons relativistes suivent une distribution en loi de puissance par unité d'énergie d'indice s , alors le spectre X résultant de l'effet Compton inverse suivra une loi de puissance d'indice $\alpha = (s - 1)/2$. Cette dernière propriété, similaire pour les deux processus non-thermiques cités peut être un avantage, mais aussi un inconvénient. En effet, la détermination de l'indice α d'une source non-thermique permet une déduction immédiate de l'indice de la distribution en loi de puissance des électrons s , et ce sans être contraint à connaître le processus non-thermique (effet synchrotron ou Compton inverse) à la base du spectre observé. Cependant, le désavantage est précisément qu'une détermination du processus non-thermique impliqué est impossible.

À basse énergie (inférieure à approximativement 1 keV), les photons perdent principalement leur énergie à la suite du processus d'absorption photoélectrique (voir SOUS-FIGURE 2.7(b)). Ce processus d'atténuation de l'intensité du rayonnement X a lieu lorsque l'énergie des photons incidents $h\nu$ sont capables d'éjecter un électron des « atomes atténuateurs », c'est-à-dire si la relation suivante est satisfaite :

$$h\nu \geq E_I \quad (2.2)$$

où E_I est l'énergie de liaison de l'électron. La majorité des photons X ionisent ainsi le milieu interstellaire. Le surplus d'énergie, de valeur $h\nu - E_I$, est utilisé comme énergie cinétique pour l'atome éjecté.

Lorsque l'énergie des photons est telle que $h\nu \gg E_I$, la section efficace d'absorption photoélectrique décroît approximativement comme ν^{-3} (la valeur de l'exposant pouvant varier, le chiffre 3 constituant un ordre de grandeur de cette valeur). À titre d'exemple, si l'électron éjecté est un électron de la couche K d'un atome et si la condition (2.2) est vérifiée, alors la section efficace de photo-ionisation σ_K est telle que $\sigma_K \propto Z^5 \nu^{-7/2}$, où Z est le numéro atomique des atomes atténuateurs. Par cette dernière relation, notons que les éléments lourds (i.e. dont la valeur de Z est élevée) contribuent de manière significative à la section efficace d'absorption dans le domaine des rayons X.

Afin d'obtenir une estimation du coefficient d'absorption des rayons X de la matière interstellaire, une détermination de sa composition chimique et des degrés d'ionisation de ses divers composants est indispensable. La source d'opacité dominante est donnée par le processus d'éjection d'électrons de la couche K (*K-edges*). Les bords (*edges*) d'absorption photoélectrique ne peuvent être résolus dans un spectre X de faible résolution. Dans ce cadre, notons l'existence d'une formule d'interpolation pour la profondeur optique, cette formule étant retranscrite dans le CHAPITRE 1 (voir la définition de la *colonne de densité d'hydrogène*).

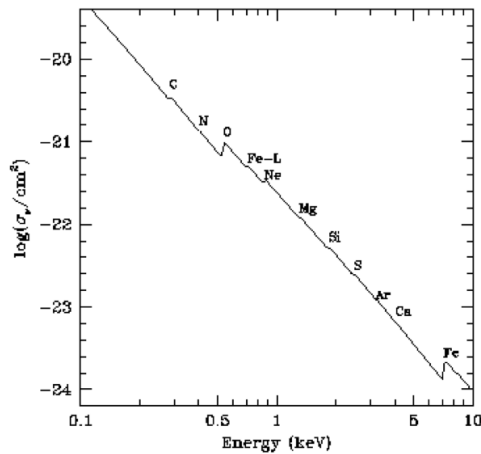


FIGURE 2.12 – Section efficace d'absorption photoélectrique par un atome d'hydrogène (notons que l'hydrogène ne contribue pas à cette section efficace) pour un plasma de composition solaire (Morrison & McCammon 1983), [86]. Source : [86].

La FIGURE 2.13 représente les sections efficaces d'ionisation d'un atome suite à l'interaction avec un photon en fonction de l'énergie de ce photon et ce, pour différents éléments chimiques. Remarquons que plus le nombre atomique Z de l'atome atténuateur augmente et plus l'énergie nécessaire pour éjecter un électron du niveau K est élevée. De plus, notons que les atomes jouant un rôle dans l'absorption du rayonnement X sont ceux possédant un nombre atomique inférieur à celui du fer (i.e. $Z_{\text{Fe}} = 26$). En effet, le domaine de longueurs d'onde typiquement couvert par les observatoires actuels opérant dans le domaine des rayons X s'étend de 0.1 à 10 keV et la FIGURE 2.13 nous indique que la valeur de 10 keV = 0.01 MeV correspond à une énergie quelque peu supérieure à l'énergie de photo-ionisation du niveau K du fer (voir les traits en pointillés sur la figure). Nous remarquons que des photons caractérisés par des énergies dont le domaine s'étend de 10 à 100 keV peuvent photo-ioniser le niveau K d'éléments plus lourds que le fer. Néanmoins, ceux-ci sont très peu abondants dans le milieu interstellaire et contribuent ainsi très peu à l'absorption par ce milieu interstellaire.

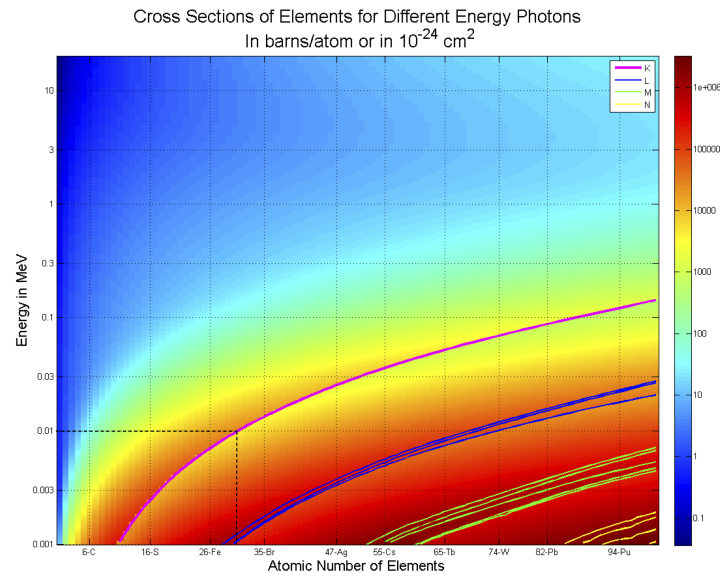


FIGURE 2.13 – Sections efficaces d'ionisation d'un atome suite à l'interaction avec un photon en fonction du nombre atomique Z (avec Z inférieur à 100) et de l'énergie de ce photon (le domaine d'énergie considéré s'étend ici de 1 keV à 20 MeV), exprimées en barns/atome. Rappelons que dans le système international d'unités, un barn équivaut à 10^{-28} m^2 ou 10^{-24} cm^2 . L'échelle de couleur située à droite de cette figure indique l'importance de la section efficace : cette dernière grandeur augmente lorsque la couleur passe du bleu au rouge. Les courbes mauve, bleue, verte et jaune correspondent respectivement aux bords d'absorption (*absorption edges* ; seuils d'ionisation) des couches K, L, M et N. Source : [107].

2.4 Le satellite XMM-Newton

XMM-Newton (pour *X-ray Multi-Mirror Mission-Newton*) est un observatoire de l'Agence Spatiale Européenne. Il constitue le télescope le plus puissant destiné à l'étude des rayons X jamais mis en orbite.

Cette mission spatiale représente la deuxième des quatre *pierres angulaires* du programme scientifique Horizon 2000 de l'ESA. XMM-Newton fut lancé le 10 décembre 1999 depuis la base de lancement de Kourou, en Guyane française, à l'aide d'un lanceur Ariane 5 (voir SOUS-FIGURE 2.14(a)).

Son orbite est elliptique, le satellite européen atteignant l'apogée à une altitude d'environ 114 000 km tandis que son périégée se situe à une distance de la surface de la Terre approximativement égale à 7 000 km. La trajectoire suivie par l'observatoire offre la possibilité de réaliser des observations continues sur une durée d'environ quarante heures, le satellite traversant les ceintures de Van Allen au cours des huit heures complémentaires de l'orbite.

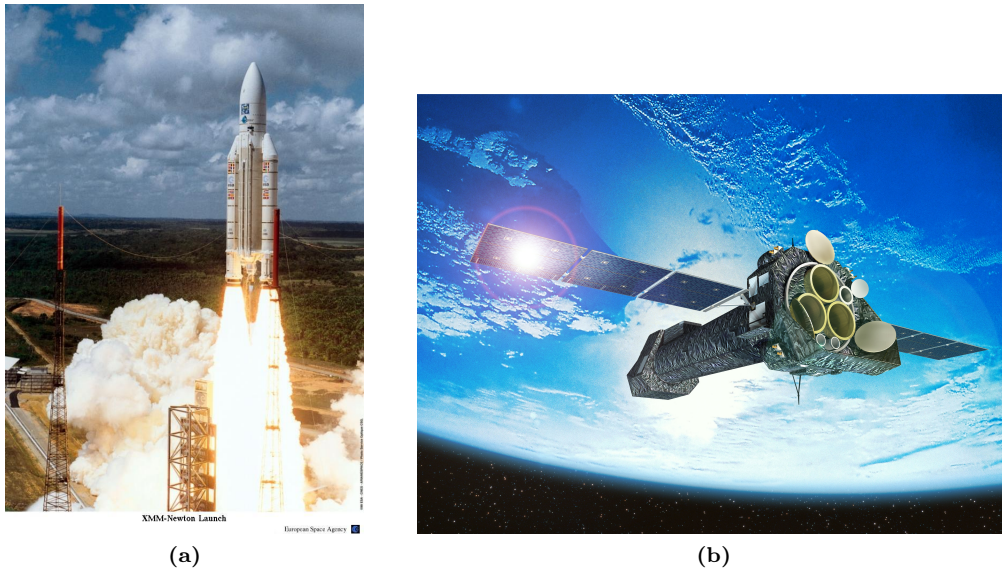


FIGURE 2.14 – (a) : lancement de XMM-Newton grâce à un lanceur Ariane 5, depuis la base spatiale de Kourou, en Guyane française, le 10 décembre 1999 à 15h32, heure à Paris (source : [35]), (b) : vue d'artiste de XMM-Newton en vol (source : [25]).

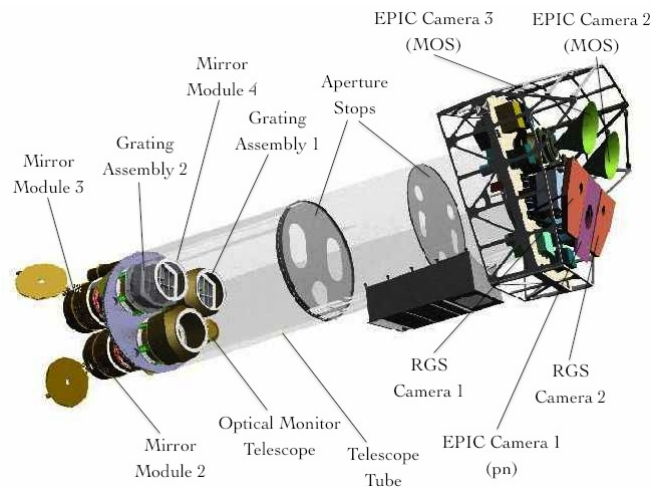


FIGURE 2.15 – Schéma des différents éléments composant le satellite XMM-Newton. Source : [17].

XMM-*Newton* est constitué de trois télescopes à rayons X d'une longueur de 60 cm pour un diamètre de 70 cm (cette valeur correspondant au diamètre du plus grand miroir ; le plus petit miroir est caractérisé par un diamètre de 30.6 cm), chacun possédant 58 miroirs à incidence rasante de type Wolter I (voir FIGURE 2.16) constitués de nickel (0.5 à 1 mm d'épaisseur) recouvert d'or et imbriqués dans une configuration coaxiale et cofocale. La longueur focale des trois télescopes est de 7.5 m. Par ailleurs, un déflecteur d'électrons dont le but est de dévier les électrons peu énergétiques ainsi que des baffles destinés à réduire la pollution par les rayons X de sources hors champ et la lumière visible/ultraviolette parasite équipent chacun des trois télescopes (voir *Aperture Stops* sur la FIGURE 2.15). Il est à noter que l'aire effective combinée des trois miroirs est de 4650 cm² à 1 keV.

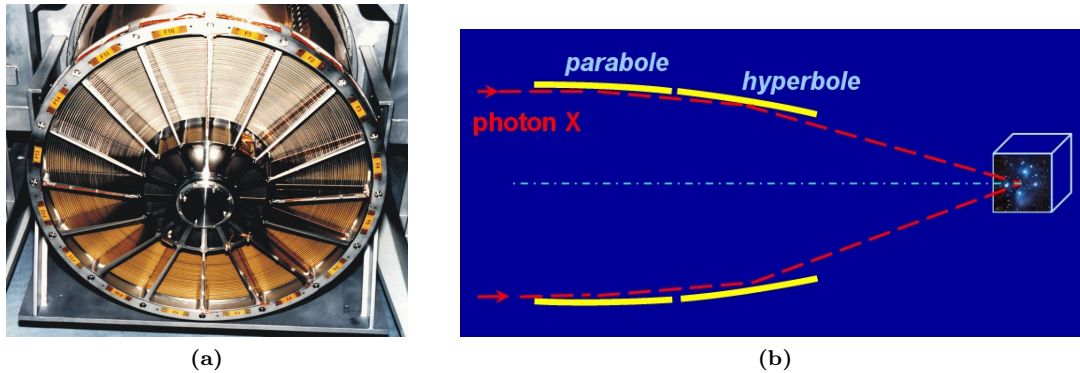


FIGURE 2.16 – (a) : un des modules de XMM-*Newton*. On y voit les 58 miroirs-tonneaux imbriqués les uns dans les autres (source : [67]), (b) : du fait que les rayons X ne peuvent être réfléchis par un miroir qu'en incidence rasante (les rayons X possèdent des longueurs d'onde inférieures ou proches des distances interatomiques, ils ne sont donc pas réfléchis comme le seraient des photons visibles : cette réflexion n'est possible que si l'angle formé entre la surface et la direction d'incidence des photons X est faible ; plus l'énergie associée aux rayons X est élevée et plus l'angle d'incidence de ces rayons sur un miroir doit être faible), les longueurs focales sont très longues. Afin de les réduire, une combinaison de deux surfaces sur lesquelles des rayons X se réfléchissent est utilisée. Ainsi, les rayons X sont d'abord réfléchis par un miroir parabolique, puis par un miroir hyperbolique. Ce type de configuration porte le nom de Wolter I (source : [14]).

Le satellite européen est doté de six instruments scientifiques que sont les trois caméras EPIC, les deux spectromètres à réseau RGS et le monitor optique OM (voir FIGURE 2.15).

Chaque télescope est équipé d'une caméra EPIC (pour *European Photon Imaging Camera*) constituée de puces en silicium capables de détecter des photons X. Ils permettent de plus une étude spectroscopique. En effet, étant donné que dans un matériau semi-conducteur (comme le silicium) les électrons peuvent être facilement éjectés de leur atome, des milliers d'électrons sont libérés lors du passage d'un photon X dans un tel matériau, le nombre d'électrons libérés étant proportionnel à l'énergie du photon. De ce fait, la position des photons incidents sur ces détecteurs en silicium ainsi que leur énergie peuvent être déterminées. Comme la lecture des CCDs (pour *Charge-Coupled Devices*) employés dans le domaine des rayons X est réalisée avec un intervalle de temps valant typiquement une à trois secondes (cet intervalle de temps pouvant être réduit en fonction de l'observation ; voir la première colonne de la TABLE C.1), l'instant auquel un photon incident pénètre le CCD est lui aussi relativement bien connu.

Les caméras EPIC sont capables de réaliser des observations d'imagerie à l'intérieur du champ de vue du télescope de 30 arcmin de diamètre et dans la gamme d'énergie s'étendant de 0.15 à 12 keV. La résolution spectrale vaut $\frac{E}{\Delta E} \sim 20 - 50$ [33] tandis que la résolution spatiale vaut 6.0 et 4.5 secondes d'arc (à 1.5 keV) FWHM (pour *Full-Width at Half Maximum*) pour les deux caméras MOS (pour *Metal Oxide Semiconductor*), et 6.6 secondes d'arc FWHM pour la caméra *pn* [29]. Focalisons à présent notre attention sur les caméras MOS et *pn* individuellement.

Sept puces de silicium, chacune formée d'une matrice de 600 × 600 pixels, de 40 μm de côté, composent chacun des détecteurs MOS. Notons qu'une puce d'un de ces deux détecteurs, à savoir MOS1 CCD#6, a été perdue le 9 mars 2005, vers 01h30 UT, cette perte étant due à un impact avec une micromééorite. Mentionnons également que les puces composant chaque détecteur MOS sont illuminées *par l'avant* et ne sont pas coplanaires, mais sont décalées les unes par rapport aux autres tant et si bien qu'elles suivent la

faible courbure de la surface focale des télescopes Wolter (voir SOUS-FIGURE 2.17(c)). Notons que les deux détecteurs MOS sont perpendiculaires l'un par rapport à l'autre, afin que le recouvrement des *gaps* des deux détecteurs soit minimal.

Le détecteur pn, en silicium et dont l'épaisseur est de $300\ \mu\text{m}$, est quant à lui formé de douze puces (voir la FIGURE 2.18). Chaque puce est composée d'une matrice de 200×64 pixels, de $150\ \mu\text{m}$ de côté. Le détecteur pn représente actuellement le plus grand capteur à rayons X, avec une surface sensible de $36\ \text{cm}^2$. Les puces du détecteur pn sont illuminées *par l'arrière*.

Le détecteur pn possède une meilleure sensibilité aux rayons X *mous* et *durs*, du fait que le rayonnement pénétrant dans le troisième télescope de XMM-Newton n'est pas séparé par une structure de réseau (RGA ; voir ci-dessous) et est entièrement focalisé sur la caméra pn (voir FIGURE 2.20).

Mentionnons que les données de XMM-Newton utilisées pour ce travail ont été obtenues par les trois caméras EPIC.

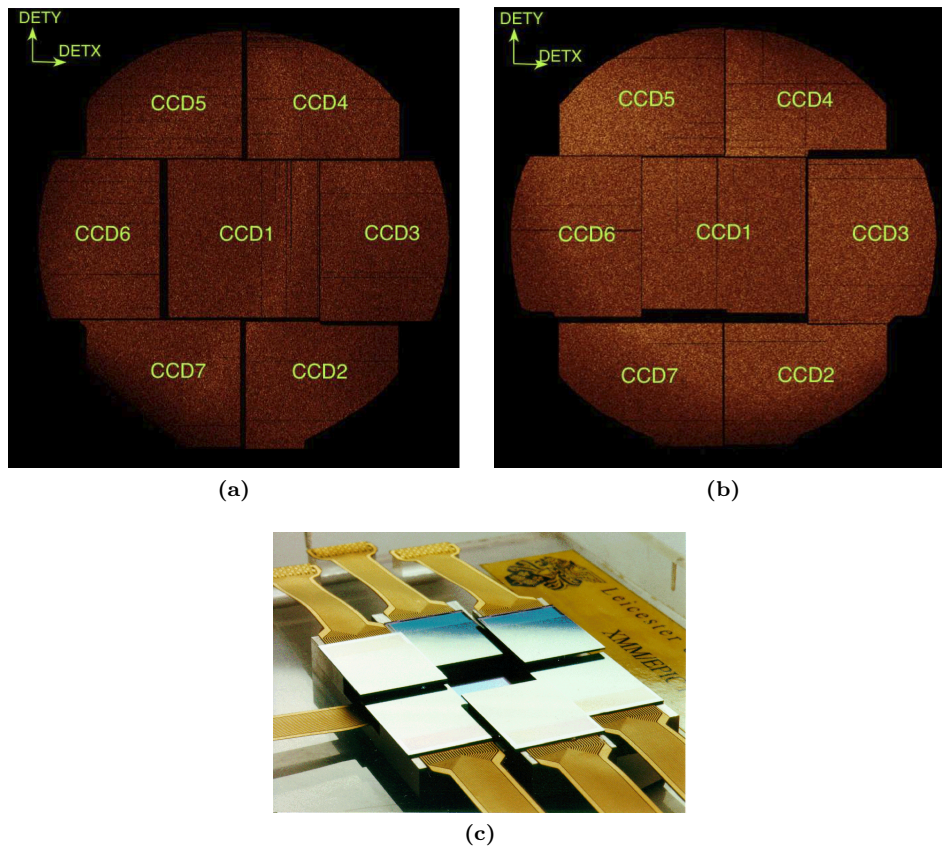


FIGURE 2.17 – Agencement des puces composant les détecteurs (a) MOS1 et (b) MOS2. Un point sur ces images est repéré par les coordonnées du détecteur considéré [DETX,DETY]. Rappelons que dans la sous-figure (a), la puce MOS1 CCD#6 n'est plus opérationnelle depuis le 9 mars 2005 (source : [33]), (c) : disposition des sept puces d'un détecteur MOS. Le CCD du milieu est centré sur l'axe optique tandis que les six autres CCD sont disposés autour de celui-ci de telle sorte que la forme de l'agencement des CCD épouse au mieux la surface focale courbée. Le champ de vue couvert par chaque CCD est d'environ 10.9×10.9 arcminutes. Autour des sept puces sont disposés les circuits imprimés flexibles reliant les caméras CCDs à l'électronique externe (source : [34]).

Parmi les télescopes de l'observatoire spatial, deux possèdent, sur leur module de miroirs, une structure de réseau, le **Reflection Grating Array** ou RGA (voir *Grating Assembly 1 & 2* sur la FIGURE 2.15), permettant de réfléchir une partie des rayons incidents vers un foyer secondaire doté de ses propres caméras CCDs (voir *RGS Camera 1 & 2* sur la FIGURE 2.15 et FIGURE 2.20 ; voir ci-dessous pour une présentation des *caméras RGS*). Un des deux RGAs au sein de XMM-Newton est composé de 182 réseaux de diffraction identiques,

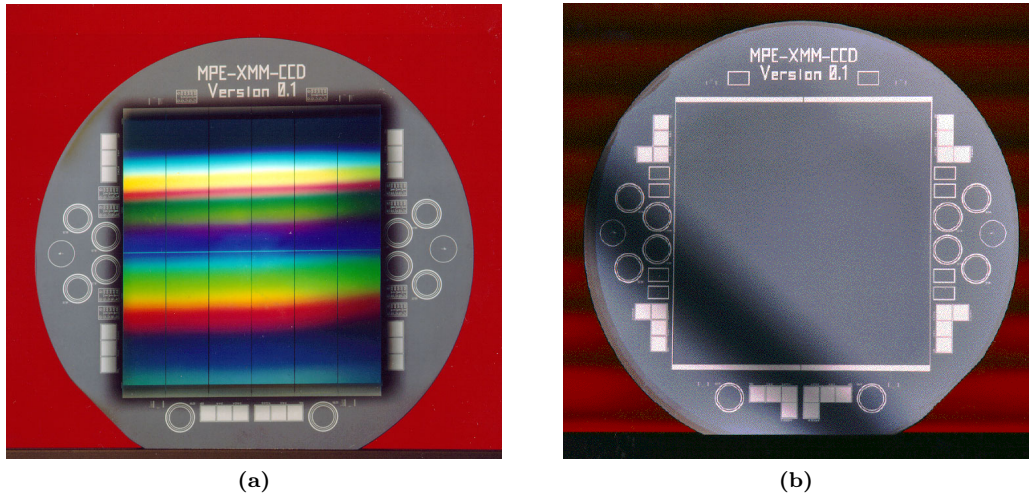


FIGURE 2.18 – Photographies du côté (a) non exposé (face avant) et (b) exposé (face arrière) du détecteur pn. Les douze puces composant le détecteur sont visibles sur la sous-figure (a) et sont reliées à l'électronique externe en haut et en bas de cette photographie. Source : [74].

tandis que le second n'en comporte que 181, un réseau ayant été rendu inutilisable à cause d'un problème de fabrication rencontré lors de l'installation. Tous les réseaux possèdent des dimensions de 10×20 cm. Notons que la densité de rainures vaut en moyenne 645 rainures par mm. L'ensemble constitué du RGA et du détecteur situé dans le plan focal secondaire (voir FIGURE 2.20) forme le *Reflection Grating Spectrometer* (RGS). Le domaine spectral couvert par le RGS s'étend de 5 à 35 Å. Celui-ci contient les transitions relatives à la couche K du carbone, de l'azote, de l'oxygène, du néon, du magnésium, du silicium, du soufre ainsi que les transitions de la couche L du fer.

Le spectre, obtenu à partir de l'instrument RGS, de l'étoile O la plus brillante du ciel dans le domaine visible, à savoir ζ Puppis (de type spectral O4Ief), est illustré sur la FIGURE 2.19. Ce spectre est actuellement le spectre X de plus haute qualité pour une étoile de type O.

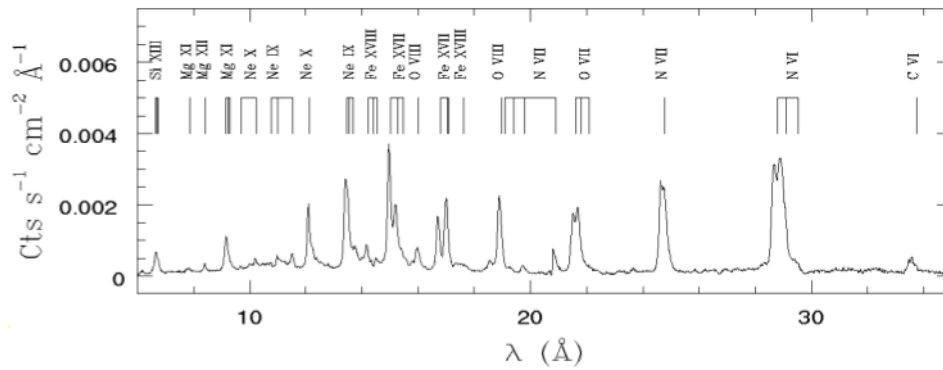


FIGURE 2.19 – Spectre de ζ Puppis obtenu à partir de données fournies par l'instrument RGS de l'observatoire XMM-Newton suite à 18 observations. Notons que des raies en émission relatives au carbone (C VI), à l'azote (N VI, N VII, dont la double raie N VII λ 24.78 Ly α), à l'oxygène (O VII, O VIII λ 18.97 Ly α), au néon (Ne IX, Ne X), au magnésium (Mg XI, Mg XII), au silicium (Si XIII) et au fer (Fe XVII, Fe XVIII) sont présentes dans ce spectre. Source : [84].

Le moniteur optique OM (voir *Optical Monitor Telescope* sur la FIGURE 2.15), long de 2 m, est un télescope séparé de type Ritchey-Chrétien et de 30 cm d'ouverture. Il permet d'observer simultanément une même région de la voûte céleste dans les domaines optique et ultraviolet (UV), sa couverture spectrale s'étendant de 170 à 650 nm. La valeur du rapport de focale est $f/12.7$ et la longueur focale vaut 3.8 m. Ce télescope offre la possibilité d'obtenir des images de haute qualité sur un champ de vue relativement important, de valeur 17 minutes d'arc de côté. Malgré sa petite taille, l'extrême sensibilité de cet instrument

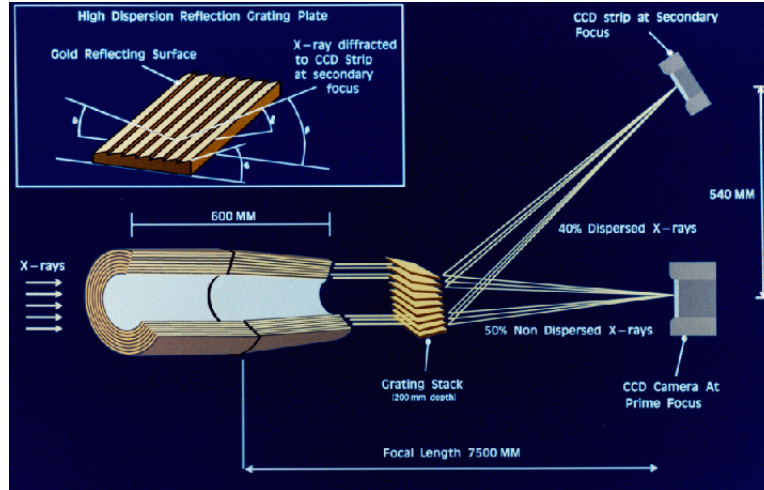


FIGURE 2.20 – Illustration du principe de fonctionnement de deux des trois télescopes de XMM-*Newton*. Après réflexions des photons X sous incidence rasante par les miroirs concentriques, ces photons sont séparés par le RGA (voir *Grating stack* sur la figure). Une illustration d'un de ces réseaux est représenté en haut à gauche de cette figure. Environ 40% des rayons X sont réfléchis par ce dispositif et interfèrent entre eux au niveau du plan focal secondaire comprenant les CCDs du détecteur relatif au spectromètre RGS, l'angle de réflexion étant fonction de la longueur d'onde des photons X, tandis qu'approximativement 50% des rayons X continuent vers la caméra MOS. Le reste du rayonnement (environ 10%) est absorbé par les structures de support. Dans le troisième télescope, l'intégralité du rayonnement est focalisé sur la caméra pn. Source : [73].

est assimilable à celle d'un télescope terrestre de 4 m, mais il ne peut, par contre, observer les sources brillantes.

Pour conclure cette section dédiée à XMM-*Newton*, notons que, dans le but de se voir allouer un temps d'observation avec le satellite européen, les astronomes doivent dans un premier temps proposer leur sujet au Comité d'Allocation du Temps d'Observation (ou *Observing Time Allocation Committee* (OTAC)) de l'Agence Spatiale Européenne. Ces propositions peuvent alors être acceptées (comme c'est le cas pour les propositions relatives aux observations utilisées dans ce travail) ou refusées, en gardant à l'esprit que le facteur de pression, qui est d'une façon générale le rapport entre le nombre de propositions soumises auprès de l'organisme gérant un télescope et le nombre de propositions acceptées compte tenu du temps d'observation disponible, est très élevé pour l'observatoire XMM-*Newton*.

2.5 Le satellite Swift

La mission Swift, développée par la NASA, l'Italie et le Royaume-Uni, est un projet faisant partie des missions Explorer de la NASA³. Swift fut lancé le 20 novembre 2004 depuis la base de lancement de Cap Canaveral en Floride, États-Unis (voir SOUS-FIGURE 2.21(a)).

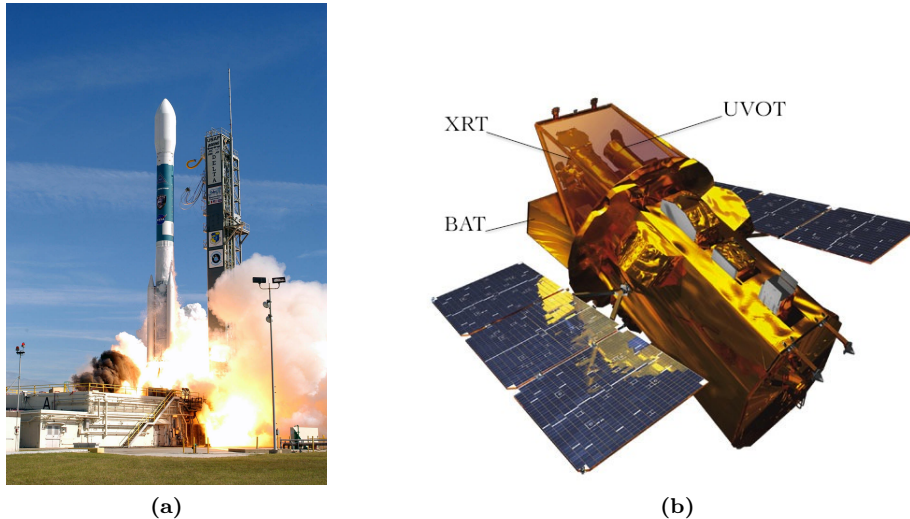


FIGURE 2.21 – (a) : lancement de Swift grâce à un lanceur Delta II 7320-10C à partir de la base de lancement de Cap Canaveral, le 20 novembre 2004 à 17h16 UTC (source : [68]), (b) : vue d'artiste de Swift (source : [110]).

Cet observatoire spatial a pour dessein l'étude de sursauts gamma (GRBs) au travers de multiples domaines de longueurs d'onde. Pour ce faire, Swift est doté de trois instruments scientifiques principaux sensibles aux rayons γ (BAT), X (XRT) et à la lumière visible et ultraviolette (UVOT). Notons à ce stade que les trois instruments sont employés dans l'ordre cité, afin d'améliorer graduellement l'identification de la source des GRBs.

L'instrument BAT (pour *Burst Alert Telescope* ; voir SOUS-FIGURE 2.21(b)) permet la détection et la localisation de GRBs avec une précision de 1 à 4 arcminutes en 15 secondes. Cette localisation approximative est ensuite communiquée à des télescopes terrestres à grand champ qui peuvent dès lors pointer vers ces sources. BAT utilise un masque codé composé d'un pavage de quelques 52 000 *carreaux* de plomb et positionné approximativement à un mètre d'un détecteur de rayons X durs composé de 32 768 *pavés* de tellure de zinc-cadmium (CdZnTe). Son champ de vue couvre environ un huitième du firmament et est sensible aux photons d'énergie comprise dans le domaine [15 – 150] keV. Sa technologie rend possible la détection d'une centaine de sursauts gamma par an.

Le télescope à rayons X associé à Swift (XRT ; voir SOUS-FIGURE 2.21(b)), de type Wolter I, est sensible aux rayons X d'énergie comprise entre 0.3 et 10 keV. Il est pourvu de 12 miroirs imbriqués (dont les diamètres minimal et maximal sont respectivement de 191 et 300 mm [98]) qui focalisent le rayonnement sur un seul capteur CCD de type MOS, ce dernier était semblable à ceux employés par les caméras EPIC MOS de l'observatoire XMM-Newton. Le télescope offre la possibilité d'enregistrer des images ainsi que de réaliser une analyse spectrale de l'émission rémanente d'un GRB (i.e. un rayonnement prolongé de cette source dans d'autres longueurs d'onde que celle du domaine des photons γ). XRT rend ainsi possible l'affinage de la localisation de GRB, avec un rayon pour le cercle d'erreur caractéristique d'environ 2 secondes d'arc.

En plus de ces deux premiers instruments, Swift est également muni d'un télescope destiné à l'étude des domaines spectraux optique et ultraviolet, et plus particulièrement des longueurs d'onde comprises dans l'intervalle allant de 170 à 650 nm. UVOT (pour *UltraViolet/Optical Telescope* ; voir SOUS-FIGURE 2.21(b)) s'appuie sur la technologie de l'instrument OM de XMM-Newton, avec ceci comme différence que l'optique

3. Plus particulièrement du programme MIDEX (Medium Explorer Program) qui rassemble des missions dont le coût ne doit pas excéder 180 millions de dollars, le lancement et l'exploitation étant inclus dans ce montant.

ainsi que les ordinateurs de traitement associés à UVOT ont été réexaminés et perfectionnés. UVOT devient actif lorsque le satellite s'est déplacé et pointe alors vers un sursaut gamma. Il permet ainsi de déceler la présence d'une émission rémanente optique, ce qui améliore encore la localisation de GRB, la précision étant inférieure à une seconde d'arc. En outre, il permet d'effectuer des mesures photométriques et même spectrales grâce à des dispositifs dispersifs (des *grisms*, pour *grating prisms*, ceux-ci étant constitués d'un prisme et d'un réseau).

De par ses caractéristiques, l'orbite de l'observatoire Swift est très différente de celle du satellite XMM-Newton. En effet, il se déplace sur une orbite terrestre basse (LEO pour *Low Earth Orbit*) d'excentricité $e \simeq 0.0013375$. La période orbitale de Swift est d'environ 90 minutes. L'observatoire atteint l'apogée de son orbite à une altitude d'environ 591 km tandis que son périégée est distant d'approximativement 572 km de la surface de la Terre. De plus, l'orbite de Swift se trouve sous les ceintures de radiation ou de Van Allen, ce qui « protège » le satellite des particules éjectées par le Soleil et pouvant lui être nuisibles.

Il est à noter que le satellite Swift n'est pas inactif lorsqu'il ne détecte pas de GRB. En effet, des projets courts concernant des objets brillants sont acceptés par la NASA et ses partenaires italiens et britanniques. C'est par ce biais que les données Swift utilisées dans ce travail ont été obtenues.

2.6 Le satellite ROSAT

Le satellite ROSAT, développé par les États-Unis, le Royaume-Uni et l'Allemagne était un projet conçu et dirigé par l'Allemagne. Il fut lancé le 1^{er} juin 1990 par un lanceur de type Delta-II 6920-10 D-195 depuis Cap Canaveral (voir SOUS-FIGURE 2.22). Il fut actif pendant huit ans, bien qu'il avait initialement été conçu pour fonctionner sur une période de 18 mois. Il a été mis un terme à ses activités le 12 février 1999.



FIGURE 2.22 – Lancement du satellite ROSAT grâce à un lanceur Delta II 6920-10 D-195 à partir de la base de lancement de Cap Canaveral, le 1^{er} juin 1990 à 17h48 UT. Source : [94].

La mission fut scindée en deux parties. La première consistait à réaliser un *survey* (voir SOUS-FIGURE 2.7(a)) de tout le ciel sur un intervalle de temps de six mois, après la période de calibration et de vérification, celle-ci s'étant étendue sur deux mois. La deuxième phase a quant à elle été consacrée à l'observation de sources astrophysiques plus spécifiques.

Ce satellite était muni d'un télescope à rayons X (XRT), de deux compteurs proportionnels PSPC (B et C), d'un imageur de haute résolution (HRI) et d'une caméra à grand champ (WFC, pour *Wide Field Camera*). Notons que les instruments PSPC et HRI étaient situés dans le plan focal du télescope XRT. Mentionnons également que le satellite possédait deux détecteurs CCDs destinés à déterminer la position d'étoiles de référence ainsi que l'attitude du satellite.

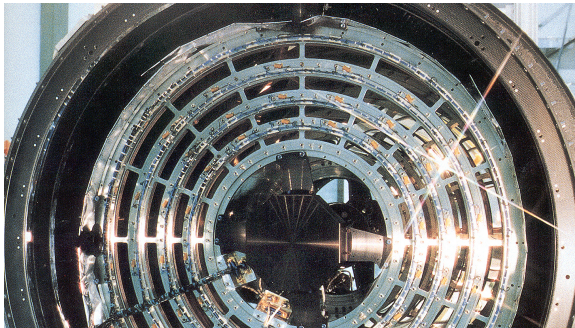
Le télescope à rayons X était composé de quatre miroirs à incidence rasante de type Wolter I, de 84 cm de diamètre pour le miroir le plus grand et dont la longueur focale était de 2.40 mètres. Ce télescope était sensible aux rayons X d'énergie incluse dans le domaine 0.1 à 2.4 keV, et sa résolution angulaire était inférieure à 5". Notons également que sa précision de pointage était de 1'.

Les deux compteurs proportionnels à gaz possédaient deux grilles de fils et étaient caractérisés par une faible résolution en énergie ($\frac{\Delta E}{E} = 0.43 \times \sqrt{\frac{0.93}{E}}$), une haute résolution spatiale ($\sim 25'$ à 1 keV) sur un champ de vue de diamètre égal à 2° , ainsi que par une résolution temporelle d'environ 130 microsecondes.

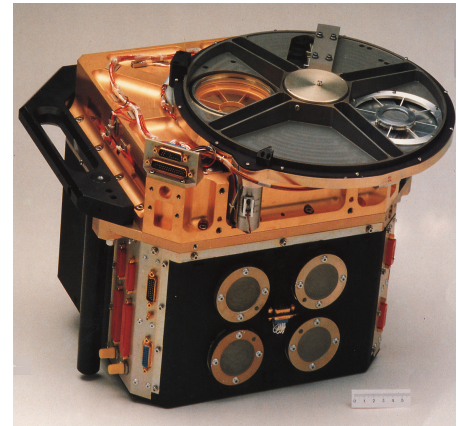
L'instrument HRI était constitué de deux plaques de microcanaux et était caractérisé par un champ de vue de $38' \times 38'$. Sa résolution spatiale était de 2".

La caméra WFC était destinée à l'observation du ciel dans le domaine de longueurs d'onde s'étendant de 300 à 60 Å, et était coalignée avec le télescope XRT.

Tout comme le satellite Swift, ROSAT se déplaçait sur une orbite terrestre basse, de période égale à 96 minutes.

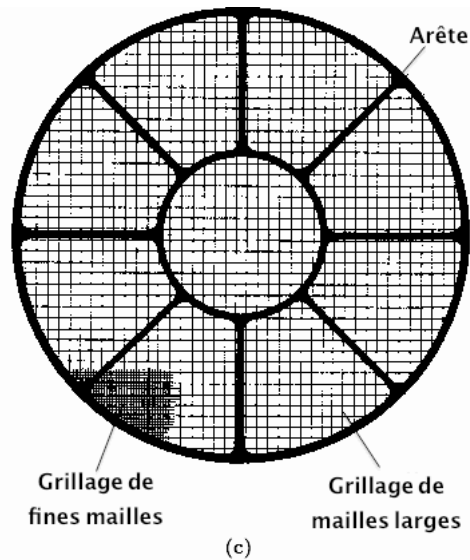


(a)



(b)

FIGURE 2.24 – (a) : photographie illustrant les quatre miroirs imbriqués de type Wolter I faisant partie du télescope X de ROSAT (source : [57]), (b) : photographie des détecteurs PSPC-B et C de ROSAT (source : [22]), (c) : schéma de la structure de support d'un détecteur PSPC. On y voit les arêtes, l'anneau ainsi que les deux grilles de fils (source : [71]).



(c)

2.7 Comparaison des satellites XMM-*Newton*, Swift et ROSAT

La TABLE 2.3 compare des caractéristiques principales des instruments dédiés à l'étude de rayons X au sein des satellites XMM-*Newton*, Swift et ROSAT (EPIC, XRT et PSPC respectivement) et qui ont permis l'obtention des données utilisées dans ce travail.

Tout d'abord, notons que les gammes énergétiques que couvrent les instruments EPIC et XRT sont globalement identiques, de même que les résolutions en énergie (à 1 keV). Les instruments PSPC sont quant à eux sensibles à un domaine d'énergie plus restreint et sont caractérisés par une résolution en énergie plus faible.

Satellite	Domaine énergétique (en keV)	Durée d'observation par orbite (en heures)	Résolution angulaire du télescope (en ")	Aire effective des miroirs à 1 keV (en cm ²)	Résolution en énergie à 1 keV (en eV)
XMM-<i>Newton</i> (avec EPIC)	0.15 – 12	36.7	6	4650	~ 70 – 80
Swift (avec XRT)	0.3 – 10	~ 0.8	8.8	~ 133.5	70
ROSAT (avec PSPC)	0.1 – 2.4	~ 1.3	~ 10	400	500

TABLE 2.3 – Comparaison de caractéristiques importantes des instruments EPIC, XRT et PSPC faisant respectivement partie des satellites XMM-*Newton*, Swift et ROSAT [33], source de la valeur de la résolution angulaire du détecteur PSPC : [59].

D'autres différences importantes existent.

Du fait de leur courte période autour de la Terre (~ 90 minutes), les satellites Swift et ROSAT ne peuvent observer une même source que durant ~ 48 minutes et ~ 78 minutes, respectivement. La période orbitale de l'observatoire XMM-*Newton* est par contre beaucoup plus importante (~ 48 heures), permettant une observation sans interruption durant ~ 40 heures au maximum.

D'autre part, la surface effective du satellite XMM-*Newton* domine largement celles des observatoires Swift et ROSAT, qui sont donc moins sensibles.

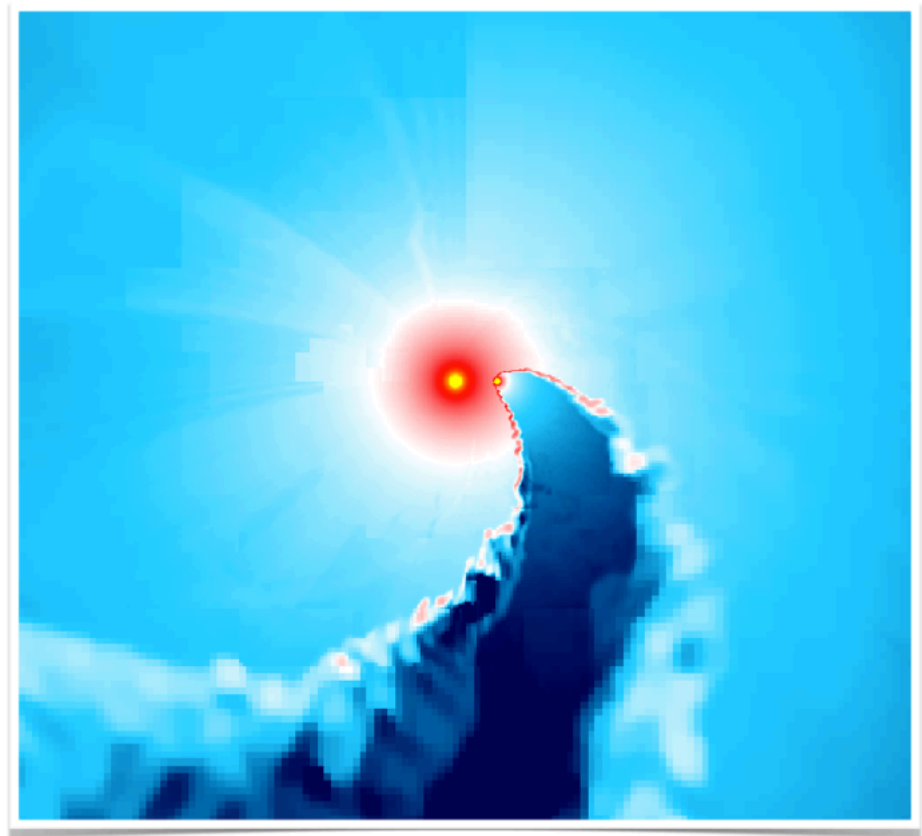
Malgré ces différences, les données recueillies par Swift et par ROSAT nous seront tout de même exploitables dans le cadre de ce travail, étant donné que les objets étudiés sont des sources brillantes. Les détecteurs à bord des satellites utilisés étant caractérisés par une faible sensibilité (donc un faible taux de comptage), les variations à court terme associées aux étoiles étudiées pourront être observées.

CHAPITRE 3

INTERACTIONS ENTRE VENTS STELLAIRES

« Dans le monde, il y a du changement. Du chaud devient tiède. Des corps tombent. Le feu brûle et les bûches se consomment. Ces transformations ne se font pas d'une façon arbitraire. Elles sont reliées entre elles par une sorte d'échange monétaire. La monnaie, ici, c'est l'énergie. Elle permet au physicien de tenir la comptabilité des phénomènes qu'il étudie. »

– Hubert Reeves



*Exemple de simulation de la collision de vents
au sein du système binaire WR22.
Source : Parkin & Gosset 2011.*

Focalisons à présent notre attention, comme ce sera le cas dans la suite de ce travail, sur les étoiles dites *massives*. Celles-ci possèdent les types spectraux O ou B et sont caractérisées par des températures de surface généralement comprises entre 30 000 et 150 000 K, des luminosités dont la borne inférieure est fixée à quelques centaines de milliers de fois celle du Soleil et dont la masse est typiquement comprise entre quelques dizaines et (environ) cent masses solaires. Rappelons qu’une émission X issue d’étoiles massives de l’association Cygnus OB2 (cette association sera introduite au CHAPITRE 5) a été détectée, comme mentionné à la FIGURE 2.6.

Dans la SECTION 3.1, nous rappellerons l’origine et les conséquences des vents stellaires d’étoiles massives, puis, dans la SECTION 3.2 nous décrirons les interactions de ces vents dans des systèmes stellaires multiples.

3.1 Les vents stellaires

Un vent stellaire est un flux de matière éjectée à partir de la haute atmosphère d’une étoile. Cette matière est principalement constituée d’électrons et de protons, mais également de noyaux atomiques plus lourds. Des étoiles de la phase post-séquence principale en fin de vie, telles que des géantes rouges, des étoiles supergéantes ou des étoiles de la branche asymptotique des géantes (AGB, pour *Asymptotic Giant Branch*), éjectent souvent d’importantes quantités de matière dans des vents de faible vitesse, de l’ordre de 10 km s^{-1} . Les étoiles massives WR ou de type spectral O possèdent quant à elles des vents animés de vitesses plus importantes, de 1000 à 4000 km s^{-1} . Une conséquence de cette éjection est la perte régulière de masse, ce qui influence l’évolution de ces étoiles. Le taux de perte de masse vaut environ $10^{-6} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ pour les étoiles de type spectral O, et augmente avec l’âge de l’étoile, atteignant jusqu’à $10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ pour les étoiles Wolf-Rayet⁴.

L’origine de ces vents stellaires massifs est liée à l’intense rayonnement ultraviolet émis par ces étoiles. En effet, à l’intérieur de l’atmosphère d’étoiles massives, les photons UV transfèrent de l’impulsion à la matière entourant ces étoiles. Leur vents sont ainsi accélérés radialement suite à l’absorption de la radiation UV dans un premier temps, et sa réémission dans un second temps (notons qu’un photon peut être absorbé et réémis plusieurs fois). Les particules des vents stellaires vont principalement absorber des photons aux fréquences de raies spécifiques, essentiellement aux fréquences des raies des ions métalliques les plus abondants de ces atmosphères stellaires, c’est-à-dire des ions de carbone, azote, oxygène et de fer. Ces ions vont ensuite céder, au travers d’interactions coulombiennes, une partie de l’énergie qu’ils viennent d’emmagasiner aux autres particules, provoquant une expansion du vent.

Les conséquences de ces vents stellaires sont multiples. Premièrement, des raies en émission dans le domaine visible pourront être observées. De plus, des *profils de raies P Cygni* (voir FIGURE 3.1) seront observés notamment dans le domaine ultraviolet suite à l’accélération du vent stellaire. Ces vents stellaires sont instables, d’où l’existence de chocs hydrodynamiques. Rappelons qu’un choc hydrodynamique a lieu lorsqu’un fluide est animé d’une vitesse supérieure à la vitesse du son du milieu⁵. Ce fluide voit sa vitesse varier suite à la rencontre d’un obstacle ou d’un autre fluide. Il est à noter que, de part et d’autre du choc, les paramètres physiques (tels la densité, la température, la vitesse d’écoulement du fluide, etc.) sont différents. Mentionnons également que ces chocs hydrodynamiques peuvent se produire dans différents phénomènes astrophysiques, comme les collisions de vents stellaires, les explosions de supernova, etc.

Ces chocs sont de deux types. Le premier est celui qui se produit lors de la rencontre entre le vent stellaire, principalement poussé par la radiation UV émise par l’étoile massive qui est ensuite dispersée, et la matière environnant l’étoile (*choc vers l’avant* ou *forward shock*). Une deuxième onde de choc est supposée se déplacer *en sens contraire*⁶ à la première onde de choc (*choc vers l’arrière* ou *reverse shock*).

4. À titre de comparaison, l’ordre de grandeur de cette perte de masse pour le Soleil vaut $10^{-14} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$. En ce qui concerne les étoiles de la phase post-séquence principale en fin de vie et mentionnées en début de ce paragraphe, elle possèdent des taux de perte de masse de valeur $\dot{M} \simeq 10^{-4} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$.

5. Nous parlons de vitesse du son dans l’espace, bien que le son ne se propage pas dans le milieu interstellaire. En réalité, cette vitesse du son est déterminée à partir de l’agitation thermique des particules du milieu. Notons que cette vitesse a pour valeur $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ dans un milieu interstellaire ionisé et $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ dans un milieu neutre, tandis que les vitesses des vents stellaires sont typiquement de l’ordre de 2000 km s^{-1} (voir SECTION 3.1). Le fluide est donc supersonique.

6. Il est bon de nuancer ce propos. En réalité, la deuxième onde de choc va, pour un observateur extérieur, se déplacer dans le même sens que la première onde de choc, mais sera animée d’une vitesse moindre.

Du fait que les chocs hydrodynamiques sont supersoniques, la température du plasma post-choc est élevée, provoquant une émission thermique X. Celle-ci se compose d'une émission continue thermique de Bremsstrahlung à laquelle se superpose des raies engendrées par des ions métalliques abondants des atmosphères stellaires (voir FIGURE 2.19). Les spectres de la plupart des étoiles de types spectraux O et B sont généralement bien reproduits par un modèle d'émission thermique avec des valeurs de kT comprises entre 0.5 et 0.7 keV⁷ et des luminosités du rayonnement X de l'ordre de $L_X \sim 10^{31} - 10^{33}$ ergs s⁻¹ (soit $L_X/L_{\text{BOL}} \sim 10^{-7}$), en adéquation avec le modèle de chocs dans les vents d'étoiles individuelles (*embedded wind shock model*; Lucy & White 1980 et Lucy 1982). Des *modèles d'absorption* sont utilisés pour rendre compte du fait que la matière interstellaire ainsi que les vents stellaires sont responsables d'un processus d'absorption non négligeable (voir SECTION 5.1.1).

Par ailleurs, les étoiles massives peuvent, en partie au travers de leur vent stellaire, interagir avec leur environnement. En effet, en balayant le gaz interstellaire, les vents stellaires sont capables d'engendrer des *bulles*. Après une courte phase initiale, ces objets possèdent la structure en pelure d'oignon suivante : on trouve tout d'abord un vent se déplaçant librement, puis un vent et le milieu interstellaire ayant subi le choc, et finalement le milieu interstellaire extérieur, non affecté par le choc. Le vent stellaire est fortement freiné au niveau du *reverse shock* et son énergie cinétique est convertie en chaleur, ce qui a pour effet d'échauffer le plasma de cette région à des températures de quelques centaines de millions de degrés kelvins, le rendant émetteur de rayons X. C'est la pression de ce gaz chaud qui assure l'expansion de la bulle. La matière interstellaire ramassée (à l'instar d'un chasse-neige) par le vent en expansion forme une fine couche de matière – il s'agit ici d'un choc isotherme. Notons que l'effet combiné de plusieurs vents stellaires peut également être responsable de bulles ; on parle alors de *superbulles*.

Il est également à noter que le vent associé aux étoiles massives permet la dissémination dans le milieu interstellaire d'éléments chimiques produits par ces étoiles.

3.2 Collisions de vents stellaires

Chaque étoile massive possédant un vent important, deux vents stellaires sont présents au sein d'un système binaire composé étoiles massives en orbite autour de leur centre de masse commun. Une collision de vents stellaires se déroule donc au sein de systèmes binaires composés d'étoiles massives, et plus particulièrement dans la zone où les deux étoiles se font face. Dans un tel système binaire à collision de vents, il se forme deux chocs (il s'agit des *reverse* et *forward shocks*, déjà introduits à la page 44) et une discontinuité de contact sépare les deux vents – notons que les *forward shocks* « disparaissent » à la discontinuité de contact.

La distance entre la première ou la deuxième étoile au choc (d_1 ou d_2) peut être déduite à partir d'une étude de l'équilibre des pressions dynamiques des vents stellaires. En effet, en supposant que les différents vents ne sont pas identiques et sont animés des vitesses terminales $v_{\infty,1}$ et $v_{\infty,2}$, les indices « 1 » et « 2 » se référant respectivement à la première et deuxième étoile, nous pouvons écrire $\rho_1 v_{\infty,1}^2 = \rho_2 v_{\infty,2}^2$. Ainsi, le long de l'axe, une relation entre le rapport des distances séparant les étoiles considérées avec leur choc de vents respectif et le rapport des taux d'impulsion des divers vents stellaires peut être déduite. Cette relation peut s'écrire

$$\mathcal{R} \equiv \left(\frac{\dot{M}_1 v_{\infty,1}}{\dot{M}_2 v_{\infty,2}} \right)^{1/2} = \frac{d_1}{d_2} \quad (3.1)$$

où les pertes de masse des étoiles 1 et 2 sont respectivement représentées par \dot{M}_1 et \dot{M}_2 et où d_1 et d_2 correspondent aux distances entre le centre des étoiles 1 et 2 et leur choc de vents (voir FIGURE 3.3). Ce rapport des taux d'impulsion \mathcal{R} est lié à la géométrie de la discontinuité de contact, comme illustré sur la FIGURE 3.3.

7. Ce qui correspond à des températures incluses dans le domaine 5.8 – 8.1 MK, du fait de la relation entre l'énergie exprimée en kiloélectron-volts et la température en kelvins (voir équation (1.2)).

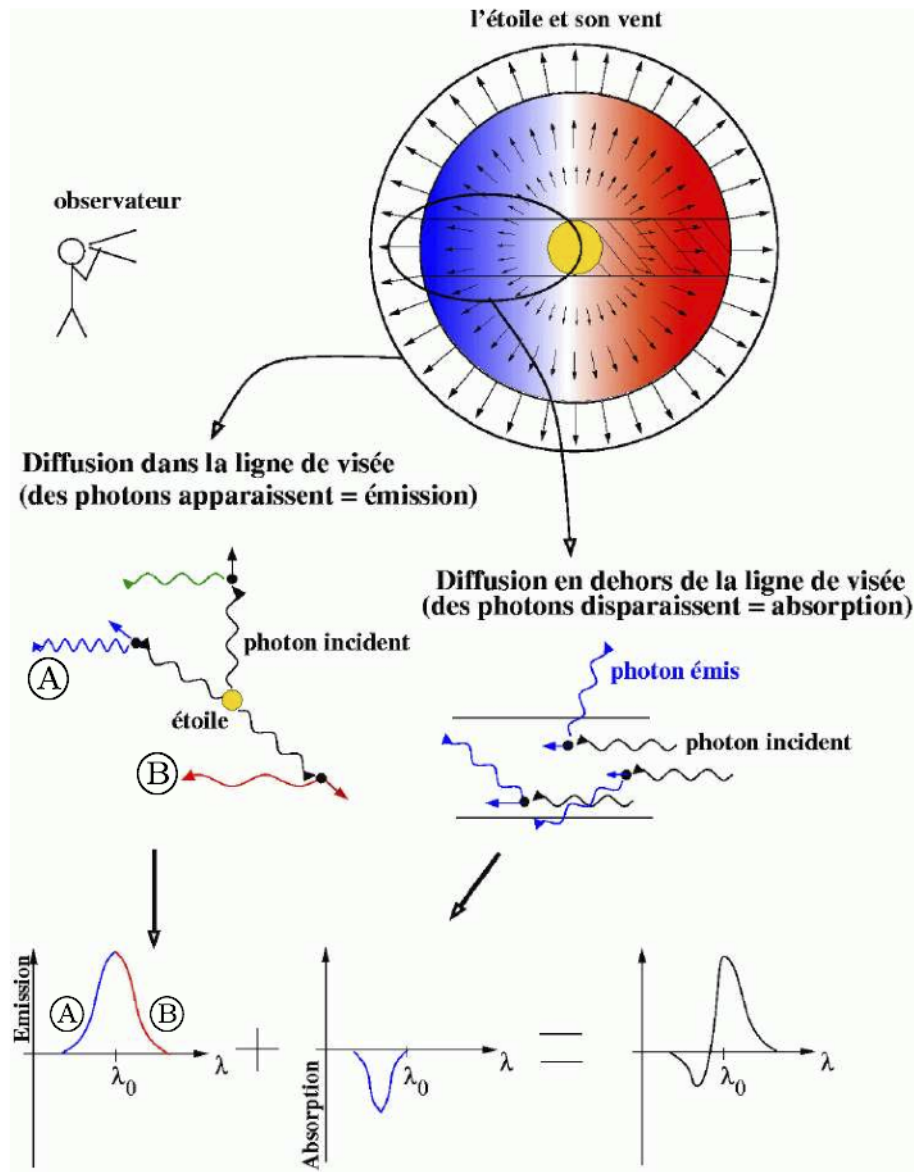


FIGURE 3.1 – Illustration de la formation d'un profil de raie P Cygni. Ce type de profil de raie résulte de la combinaison d'un spectre de raie en émission et d'un spectre de raie en absorption. La partie en émission provient de la diffusion de la lumière dans la direction de la ligne de visée d'un observateur, ce processus étant réalisé dans toutes les régions du vent stellaire. De par ce fait, la partie en émission, centrée en une longueur d'onde λ_0 sera constituée d'une composante *bleue* (A sur la figure), située à gauche de λ_0 et issue des particules du vent stellaire se déplaçant vers l'observateur, et d'une composante *rouge*, située à droite de λ_0 et engendrée par les particules s'éloignant de l'observateur (B sur la figure). La partie en absorption trouve son origine dans la diffusion, par des particules situées entre l'étoile et l'observateur, de photons se dirigeant initialement vers l'observateur, dans une direction différente. Du fait que les particules du vent impliquées dans la diffusion se dirigent vers l'observateur, la composante en absorption sera située à gauche de la longueur d'onde λ_0 . Source de la figure originale : Nazé 2006.

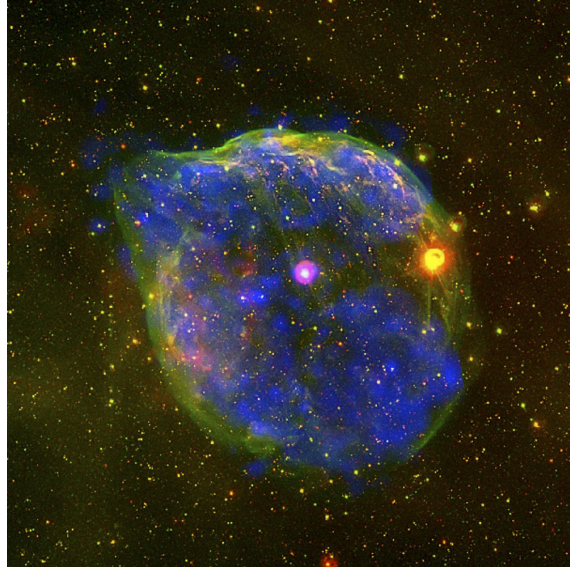


FIGURE 3.2 – Bulle géante formée par le vent de l'étoile Wolf-Rayet HD 50896 (en rose sur la figure). À la couleur bleue est associée des rayons X, ceux-ci ayant été détectés par les caméras EPIC de *XMM-Newton*. Les couleurs rouge (H_α) et verte (O III) représentent des photons du domaine visible, détectés par le *Michigan Curtis Schmidt Telescope* de l'Observatoire interaméricain du Cerro Tololo (CTIO, pour *Cerro Tololo Inter-American Observatory*). Source : [27].

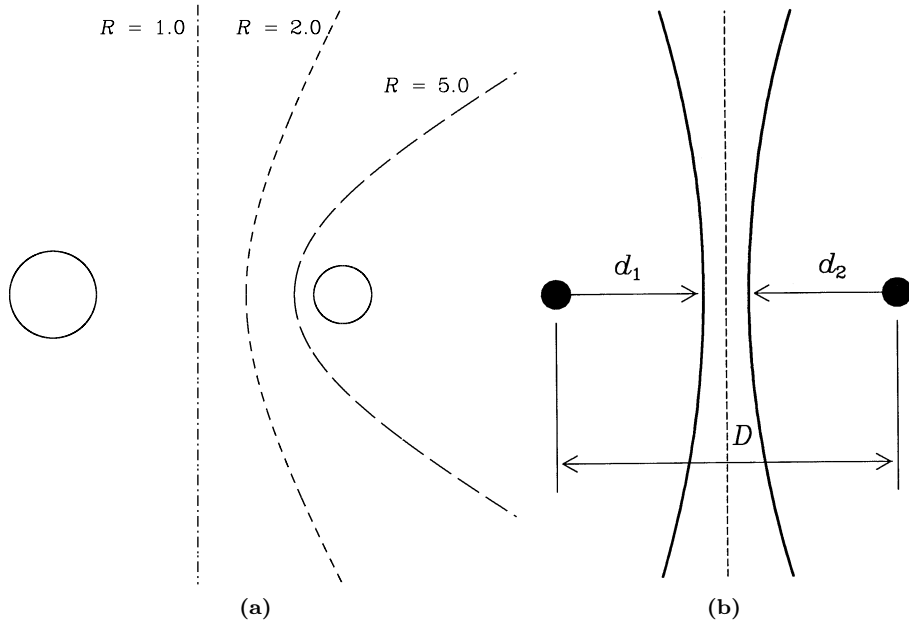


FIGURE 3.3 – (a) : forme de la surface représentant la discontinuité de contact pour différents rapports des taux d'impulsion des vents stellaires. Si les taux d'impulsion sont égaux (i.e. $\mathcal{R} = 1$), la surface de discontinuité de contact sera représentée par un plan. A contrario, lorsque le rapport des taux d'impulsion est différent de l'unité, la surface de discontinuité de contact sera plus courbée, « englobant » l'étoile dont le vent est le moins intense, cette courbure étant d'autant plus marquée que la valeur de \mathcal{R} sera élevée. Remarquons que cette situation où la surface de discontinuité de contact peut prendre la forme d'un plan ou d'un cône ne tient pas compte du mouvement orbital qui déformera plus ou moins intensément cette géométrie simple, (b) : représentation d'une collision de vents stellaires de même intensité (la surface illustrant la discontinuité de contact est dès lors représentée par un plan situé à égale distance des deux étoiles, elles-mêmes séparées d'une distance D). d_1 et d_2 correspondent aux distances entre les étoiles 1 et 2 et leur choc de vents respectif. Source : Stevens et al. 1992.

La collision de vents stellaires engendre la production d'un plasma chaud, celui-ci pouvant éventuellement se refroidir et devenir plus dense. Les interactions entre vents stellaires peuvent être scindées en deux catégories, en fonction de la valeur du *paramètre de refroidissement* χ , ce dernier étant défini comme le rapport entre le temps de refroidissement du gaz après choc t_{cool} et le temps caractéristique d'échappement de la région de collision t_{esc} :

$$\chi = \frac{t_{\text{cool}}}{t_{\text{esc}}} \approx \frac{v_8^4 d_i}{\dot{M}_{-7}} \quad (3.2)$$

où v_8 est la vitesse du vent, en unités de 1000 km s^{-1} , d_i avec $i = 1$ ou 2 en fonction de l'étoile considérée, est la distance à la discontinuité de contact, exprimée en unités de 10^7 km , et \dot{M}_{-7} est le taux de perte de masse en unités de $10^{-7} \text{ M}_{\odot} \text{ an}^{-1}$ (Stevens et al. 1992).

Le temps de refroidissement t_{cool} apparaissant dans l'équation (3.2) est, pour un gaz se refroidissant avec un taux d'émission Λ (en $\text{J cm}^3 \text{ s}^{-1}$), donné par

$$t_{\text{cool}} = \frac{k_B T_s}{4 n_w \Lambda(T_s)} \quad (3.3)$$

où T_s est la température du vent échauffé suite au choc et n_w la densité numérique du vent à l'endroit du choc (Stevens et al. 1992).

En ce qui concerne le temps caractéristique d'échappement de la région de collision proche de la ligne des centres, celui-ci est donné par

$$t_{\text{esc}} = \frac{d_i}{c_s}$$

où c_s est la vitesse du son dans le plasma post-choc situé le long de la ligne des centres et où l'indice i dans le terme d_i peut prendre les valeurs 1 et 2, la distance d_i pouvant être approximée par le rayon de courbure du choc (dans le cas où $\mathcal{R} = 1$, $d_1 = d_2 = D/2$, avec D la séparation entre les deux étoiles, du fait de l'équation (3.1), Stevens et al. 1992).

En fonction de la valeur du paramètre de refroidissement χ , on distingue deux catégories de vents en collisions :

- pour une valeur de $\chi \ll 1$, le gaz se refroidit rapidement et la collision est considérée comme étant *radiative*. Ce phénomène se présente fréquemment dans les systèmes binaires à courte période et dans lesquels règnent de puissants vents stellaires. Cela s'explique par la dépendance entre χ et $d_{1,2}$ dans l'équation (3.2). Nous pouvons ainsi montrer que le paramètre de refroidissement est proportionnel à $P_{\text{orb}}^{2/3}$ (via la troisième loi de Kepler liant la distance à la période). En conséquence, il en résulte qu'à une faible valeur pour la période orbitale est associée une faible valeur de χ . Par ailleurs, étant donné que le paramètre de refroidissement est inversement proportionnel à la densité, les vents très denses des étoiles Wolf-Rayet demeureront radiatifs, pour des périodes bien plus longues que dans le cas de binaires comportant des étoiles de type spectral O. Signalons également que des vents animés de faibles vitesses au sein de systèmes d'étoiles seront radiatifs, même si ces systèmes sont caractérisés par de longues périodes.

Dans ce contexte de collision radiative, de l'énergie cinétique d'un vent stellaire est transformée en rayonnement et les collisions sont isothermes. De plus, les modèles hydrodynamiques prédisent l'apparition d'instabilités dans la région d'interaction, ce qui a pour conséquence de rendre la collision turbulente. La luminosité en rayons X suit alors une loi pouvant s'exprimer comme

$$L_X \propto f \dot{M} v_w^2$$

où f représente la portion d'énergie issue du vent et perdue lors de la collision (et vaut $\frac{1}{6}$ pour des vents de même intensité), et v_w la vitesse du vent pré-choc. Notons que f dépend fortement du rapport des taux d'impulsion des vents \mathcal{R} (Stevens et al. 1992) ;

- pour une valeur de $\chi \geq 1$, la collision est dans ce cas *adiabatique*. Cette situation concerne la plupart des systèmes dont la période orbitale est supérieure à quelques jours. Le volume du gaz échauffé par le choc est directement proportionnel à D^3 . En ce qui concerne la luminosité X, elle est inversement proportionnelle à la séparation entre les étoiles $D : L_X \propto \frac{\dot{M}^2}{D}$. Cela résulte du fait que « la luminosité est proportionnelle à l'émissivité par unité de volume $n^2 \Lambda$ (où la densité n est directement proportionnelle à $\frac{\dot{M}}{D^2}$) multipliée par le volume du vent échauffé par le choc. Par conséquent, lorsque la séparation entre les composantes d'un système binaire excentrique augmente, la luminosité X émanant de la collision des vents devrait décliner » (Stevens et al. 1992). La luminosité en rayons X peut dès lors s'exprimer comme

$$L_X \propto v_w^{-3.2} \frac{\dot{M}^2}{D} \frac{(1 + \mathcal{R})}{\mathcal{R}^4}.$$

Notons également que le refroidissement radiatif peut parfois devenir non négligeable, même dans des situations caractérisées par des valeurs de $\chi > 1$, notamment en des positions ne se trouvant pas sur la ligne des centres, là où l'angle de collision des vents est oblique. En effet, pour des températures voisines de 10^7 K, le taux de refroidissement a tendance à croître et le temps de refroidissement après le choc diminue rapidement avec la vitesse post-choc v_c lorsque $v_c < 10^3$ km s⁻¹. Dès lors, le refroidissement n'obéira pas à l'équation (3.3) (il sera en fait plus conséquent) dans le cas où la collision des vents n'est pas frontale, cette collision étant caractérisée par une vitesse du choc bien inférieure à 10^3 km s⁻¹ (Stevens et al. 1992).

Dans de tels systèmes à collision de vents, on s'attend donc à une luminosité L_X en plus des luminosités intrinsèques des deux étoiles massives⁸ formant le système binaire. Il est attendu que cette émission X soit dure, ou très énergétique, car

$$(\text{Une des équations de Rankine-Hugoniot}) \quad k_B T = \frac{3 \bar{m} v_w^2}{16} \quad (3.5)$$

où \bar{m} est la masse moyenne des particules du vent et v_w la vitesse du vent pré-choc. Donnons un exemple numérique. Si l'on considère la valeur de $2\,000$ km s⁻¹ pour la vitesse du vent pré-choc d'une étoile massive, et si \bar{m} est estimée à 10^{-27} kg (abondances solaires), l'utilisation de l'équation (3.5) fournit $T \simeq 5.43 \times 10^7$ K. Utilisons à présent l'équation (1.2) afin d'obtenir l'équivalence de cette température en une énergie. Nous trouvons alors la valeur de $\simeq 4.7$ keV, qui est plus élevée que les valeurs 0.5 et 0.7 keV, typiques de l'émission X intrinsèque des étoiles massives individuelles (voir PAGE 44). Il existe effectivement des binaires massives trop lumineuses dont la reproduction du spectre requiert l'ajout d'un second constituant *dur* thermique, mais cela n'est pas général (en effet, de nombreux systèmes binaires à étoiles massives ayant été détectés n'exhibent pas les signatures associées aux collisions de vents stellaires). Cette partie *dure* du spectre X est générée à proximité de la ligne imaginaire joignant les centres des deux étoiles, là où les vents entrent en collision à pleine vitesse, mais là aussi où se situe le plus de matière sous-jacente, ce qui peut éventuellement induire une absorption non négligeable. A contrario, la partie *molle* du spectre est engendrée à partir de régions plus éloignées de la ligne des centres.

Une caractéristique notable du phénomène de collision de vents stellaires est la possibilité d'observer la modulation du rayonnement X avec la phase orbitale. Cela est dû à un changement de l'absorption le long de la ligne de visée et/ou, dans le cas des binaires excentriques, à une modification de la séparation entre les composantes du système. Penchons-nous dans un premier temps sur le premier phénomène, avant d'aborder le second.

Tout d'abord, du fait de la rotation des étoiles autour de leur centre de masse dans un système multiple, la collision des vents stellaires est tour à tour observée à travers le vent de chaque étoile, ce qui peut modifier l'absorption. Un exemple illustrant ce phénomène est donné par le système γ^2 Velorum constitué d'une étoile de type spectral O et d'une étoile Wolf-Rayet (voir FIGURE 3.4). Notons que ces variations d'absorption sont particulièrement remarquables lorsque les vents sont inégaux.

8. D'autres processus ont été invoqués pour expliquer l'émission thermique dure. Il s'agit par exemple de l'émission X associée à un vent stellaire confiné magnétiquement (MCWS, pour *Magnetically Confined Wind Shocks*). Les vents des deux hémisphères, forcés de suivre les lignes de champ magnétique, entrent en collision à l'équateur. Lorsque les axes magnétique et rotationnel ne sont pas confondus, une modulation du rayonnement X due à la rotation peut être constatée – il est toutefois à noter que la majorité des étoiles massives ne présente pas de champ magnétique intense.

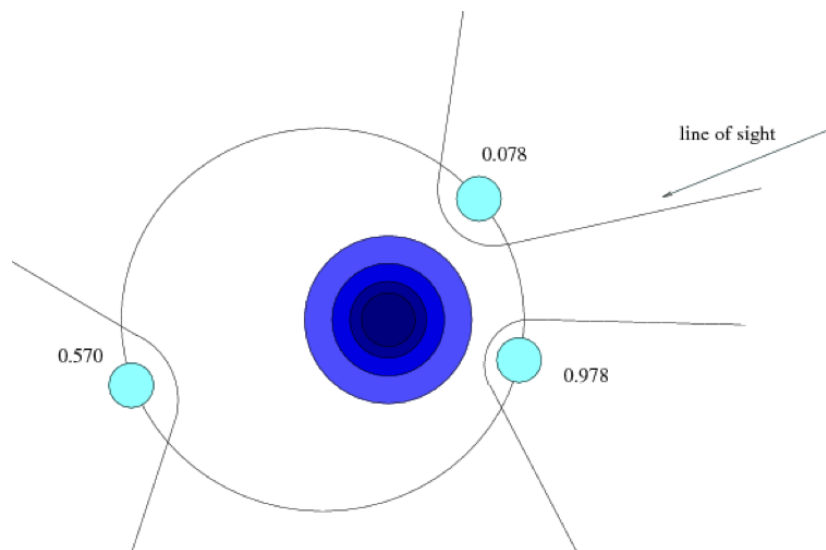
La variation de la séparation entre les composants de systèmes binaires excentriques engendre une modulation du refroidissement. Dans le cadre de systèmes adiabatiques, la luminosité X devrait être maximale lors du passage au périastre, étant donné que cette grandeur est proportionnelle à $1/D$, avec D la séparation. Pour ce qui est des cas radiatifs, la luminosité en rayons X ainsi que les températures du plasma devraient dans ce cas être minimales au périastre, étant donné que les vents sont toujours en phase d'accélération quand ils entrent en collision : le choc se produit donc à plus faible vitesse au périastre.

Pour comprendre les variations observées, il faut tenir compte d'un raffinement supplémentaire. Chaque des étoiles est capable d'accélérer la matière de son atmosphère, mais elle est également capable d'accélérer celle de son étoile compagnon. En effet, comme l'accélération se réalise dans la direction radiale, « poussant » la matière loin de l'étoile, cette interaction conduit à la décélération du vent du compagnon. Deux conséquences sont à recenser : le *freinage radiatif* et l'*inhibition radiative*. Dans le premier phénomène, le vent stellaire décélère brusquement lorsqu'il s'approche du compagnon, le rayonnement UV de celui-ci accélérant le vent en sens opposé par rapport à la première étoile. Dans le phénomène d'inhibition radiative, l'influence du compagnon se manifeste déjà au niveau de régions proches de l'étoile, empêchant ainsi une accélération aussi importante du vent de cette dernière étoile dès les couches les plus basses.

Enfin, les collisions de vents stellaires peuvent également être à l'origine d'une émission non-thermique. En effet, lors d'un choc, le mécanisme de Fermi (du premier ordre principalement), permet l'accélération de particules chargées au niveau d'un important choc (présence d'une onde de choc), ce qui engendre des particules dont la vitesse devient relativiste. Ces particules relativistes, via la diffusion Compton inverse de photons UV, produisent une émission X. D'autre part, lorsque ces particules relativistes sont plongées dans le champ magnétique stellaire, des rayonnements synchrotrons dans les domaines X et radio apparaissent.

Notons qu'un tel rayonnement radio non-thermique est observé pour deux des étoiles étudiées dans ce travail. L'observation de rayonnement X non-thermique est quant à lui plus controversée car il n'a pas été observé dans beaucoup de systèmes, une de ces rares exceptions étant η Carinae (Leyder et al. 2008). Ainsi, De Becker et al. (2006) n'ont trouvé aucune preuve de l'existence d'une composante en loi de puissance dans le spectre X du système binaire Cyg OB2 #8A (voir SECTION 5.3) signe d'une émission non-thermique, suite à leur analyse des spectres obtenus avec l'instrument EPIC du satellite XMM-Newton. Ce résultat ne semble pas contrariant du fait que l'émission non-thermique doit probablement être masquée par l'importante émission thermique. De Becker et al. (2005b) ont en effet souligné l'improbable détection de rayonnement en loi de puissance en-dessous de 10.0 keV. Néanmoins, il ne semble pas exclu de détecter un rayonnement non-thermique dans la région extrêmement dure du spectre X (soit au-dessus de 10.0 keV), ainsi que dans celle associée aux rayons γ mous, où la contribution de l'émission thermique est très faible.

FIGURE 3.4 – Vue schématique de l'orbite du système γ^2 Vel vu depuis la Terre (voir la *ligne de visée* – *line of sight*). L'observatoire ROSAT a permis de montrer que le flux de rayons X augmente d'un facteur quatre lorsque le cône de choc autour de l'étoile O (celle-ci étant représentée en bleu clair sur la figure) nous apparaît situé devant l'étoile Wolf-Rayet, c'est-à-dire lorsque la collision est vue à travers du vent fin de l'étoile O (Willis et al. 1995). Le vent de l'étoile WR absorbe beaucoup le rayonnement X, et cette absorption est encore plus marquée lorsque l'étoile WR éclipse son compagnon. Source : [86].



Deuxième partie

Traitement des données et résultats

CHAPITRE 4

RÉDUCTION DES DONNÉES

« Ce qui est visible ouvre nos regards sur l'invisible. »

— *Anaxagore*

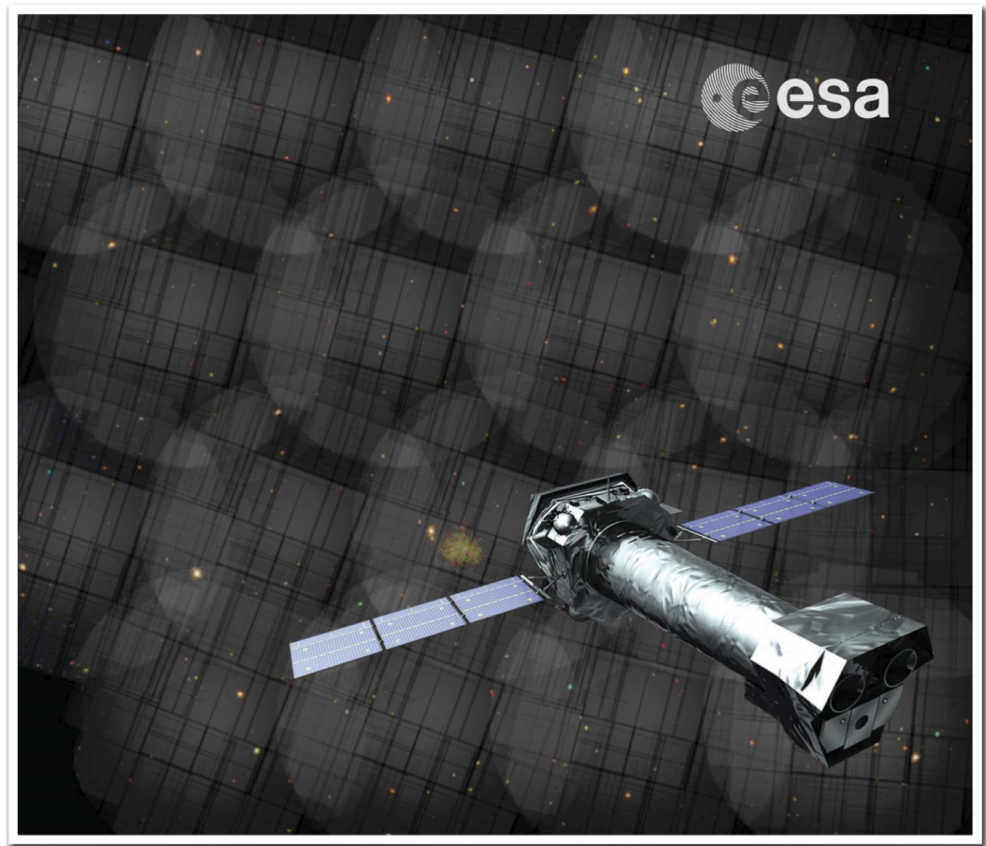


Image tirée du poster relatif au 12^e séminaire organisé par l'European Space Astronomy Centre (ESAC) concernant le logiciel SAS (Science Analysis System). Source : [28].

4.1 Spécificités des données relatives au domaine des rayons X

4.1.1 Traitement à bord

Après acquisition des données par un observatoire spatial, celles-ci vont être soumises à un traitement à bord du satellite, qui se déroule en deux étapes :

1. Lorsqu'un photon X entre en contact avec un détecteur CCD, le nuage de charges qui découle de cette rencontre s'étend sur plusieurs pixels. Un algorithme de centroïde permet alors de déterminer la position du centre du nuage de charges. La *hauteur de pulse* enregistrée dans les huit pixels situés autour du pixel central est également déterminée. Cette hauteur de pulse dépend de la « taille » du nuage, donc de l'énergie du photon ;
2. Le choix du *motif* (*pattern* ; voir CHAPITRE 1) est assigné à un *événement* par l'analyse de la hauteur de pulse mentionnée précédemment. De plus, un *seuil* d'événement en-dessous duquel les événements ne sont pas considérés est appliqué afin d'écarter les événements qui ne sont pas dus à des photons X. Généralement, seuls les événements les plus probablement associés à des photons X sont donc transmis au segment sol par télémetrie.

Il est à noter que l'intensité du pixel central est altérée par l'(in)efficacité du transfert de charge (CTE, pour *charge transfert efficiency*, qui est la fraction de charges (d'électrons) qui sont effectivement déplacées de pixel en pixel au cours de la lecture d'une caméra CCD), cette efficacité de transfert de charge dépendant de la position du pixel sur une puce d'une caméra CCD, mais également de la date d'observation. La hauteur de pulse n'est dès lors plus suffisante pour déterminer la valeur de l'énergie du photon incident et on définit alors, lors du *traitement en pipeline* et sur base de la hauteur de pulse, la grandeur *Pulse Invariant* (PI) qui est « la quantité de charges lues dans une cellule de 3×3 pixels contenant l'événement et corrigée des effets de l'inefficacité du transfert de charge » [86].

4.1.2 Filtrage

L'écartement de certains événements au cours du traitement de *pipeline* au sol est réalisé par le processus de *filtrage* (ou *screening*). Trois critères d'écartement d'événements sont à recenser [86] :

1. L'angle d'élévation au-dessus de la Terre.

Cet angle est l'angle compris entre la direction du limbe terrestre et la direction de la ligne d'observation. Il est en effet nécessaire de s'affranchir de l'atténuation et de la diffusion de rayons X par l'atmosphère externe terrestre. Dans le cas de XMM-Newton, cet angle doit être supérieur à 47° [59] tandis qu'il doit être supérieur à 45° [9] pour Swift. De surcroît, une telle ouverture entre les directions mentionnées permet à un instrument X muni de caméras CCDs de s'affranchir des radiations ultraviolette et du domaine visible ;

2. La stabilité du pointage.

Cette stabilité est évidemment nécessaire pour toute observation convenable et dans le cas de XMM-Newton, la déviation de la direction de pointage instantanée doit être inférieure à $0.25''$ (sur une durée de dix secondes) par rapport à la direction de pointage moyenne [30]. En ce qui concerne Swift, cette déviation doit être inférieure à $0.1''$ [10]. Quant à l'observatoire ROSAT, sa stabilité de pointage est de $\sim 5''$, avec un *rayon de variation* de $\sim 10''$ [59] ;

3. La rigidité de coupure.

La *rigidité de coupure* (COR, pour *Cut-Off Rigidity*) est une mesure de l'aptitude du champ magnétique terrestre à repousser des rayons cosmiques. Il s'agit de « la quantité de mouvement minimale que doit posséder un rayon cosmique pour parvenir à une certaine position de l'orbite d'un satellite » [86]. Lors de la soustraction du fond de ciel, il faut s'assurer que celui-ci possède globalement la même distribution de rigidités de coupure que la source observée. Notons que dans le cas du satellite XMM-Newton, ce dernier critère ne s'applique pas, du fait que cet observatoire n'observe le ciel qu'en dehors des ceintures de Van Allen.

Nous allons à présent expliquer les méthodes utilisées dans le cadre de la réduction des données mises à notre disposition. Celles-ci sont issues de sept observations de l'observatoire XMM-*Newton*, de six observations du satellite Swift et de deux observations du satellite ROSAT. Pour ce faire, abordons dans un premier temps la réduction des données obtenues grâce à XMM-*Newton*. Nous nous pencherons dans un second temps sur la réduction des données issues de Swift.

4.2 Réduction des données obtenues avec XMM-*Newton*

Le résumé des caractéristiques des observations réalisées avec le satellite XMM-*Newton* et dont nous disposons est fourni dans l'ANNEXE B. L'ANNEXE D renseigne sur les « appellations » des observations XMM-*Newton* qui seront employées dans les graphiques du CHAPITRE 5.

Le logiciel utilisé pour la réduction et l'analyse des données fournies par XMM-*Newton* se nomme SAS (pour *Science Analysis System*). La version la plus récente (version 12) de ce logiciel a été utilisée (bien que l'usage de la version 11 fut nécessaire lors des vérifications du *pile-up*, du fait d'un problème d'affichage des graphiques générés par la commande `epatplot`). Notons que la réduction de certaines données (voir SOUS-SECTION 4.2.1) mises à notre disposition avait déjà été effectuée par les chercheurs du *Groupe d'AstroPhysique des Hautes Énergies* (GAPHE) avec une version de SAS antérieure. Il m'a semblé bon d'à nouveau réaliser la réduction des données des six premières observations, avec la version 12 du logiciel SAS, pour des raisons d'homogénéité mais également afin de tenir compte des meilleures calibrations possibles, c'est-à-dire les plus récentes. Par ailleurs, cette manière d'opérer m'a permis de mieux saisir les opérations réalisées par le logiciel. En parallèle, nous avons également obtenu des résultats actualisés lors des ajustements des spectres (voir la SECTION 5.1) du fait que les bases de données atomiques utilisées dans le logiciel XSPEC ont été mises à jour.

4.2.1 Traitement de base

Les données des différentes observations ont été récupérées de l'*XMM-Newton Science Archive* [32] sous la forme d'une série de fichiers reprenant [86] :

- les informations sur l'attitude du satellite, l'orbite, le temps et sur le moniteur de radiation EPIC (ERM, pour *EPIC Radiation Monitor*) ;
- les informations sur l'arrivée des événements ;
- les informations sur les paramètres de diagnostic mesurés à bord (*housekeeping*).

Création d'un fichier CIF

Il faut tout d'abord créer un fichier de répertoire de calibration (CIF, pour *Calibration Index File*), nommé `ccf.cif`, grâce à la commande `cifbuild`. Ce fichier contient les adresses des emplacements des fichiers de calibration CCFs⁹ les plus adéquats pour la date d'observation et le mode d'observation choisis. Ceci permet à l'utilisateur de ne pas devoir être contraint d'*apparier* chaque liste d'événements à chaque fichier de calibration, lors de chaque reprise de son travail.

Création d'un fichier résumé

L'étape suivante consiste à préparer un résumé des informations disponibles (données utiles, de *housekeeping*, etc.) pour préparer le traitement avec le *pipeline*.

Ceci est réalisé grâce à la commande `odfingest`. À la suite des opérations induites par cette commande, un fichier `revolutionnumber_observationID_SCX00000SUM.SAS` (où `revolutionnumber` est le nombre de révolutions effectuées par XMM-*Newton* au moment de l'observation depuis son lancement et `observationID` l'identifiant de l'observation) est créé. Notons que l'identifiant de l'observation peut se *décomposer* de la manière suivante : `observationID` \equiv `aaaaabbcc`, où `aaaaa` est le numéro de la proposition d'observation, `bb` le numéro (identifiant) de la cible et `cc` le numéro de l'exposition.

9. Ces fichiers recensent les informations associées à la calibration des détecteurs mais également à leur degré de sensibilité, celle-ci se détériorant avec les années de fonctionnement du satellite. Les fichiers CCFs (pour *Current Calibration Files*) sont contenus dans un répertoire accessible à tout un chacun.

Exécution des commandes `emproc` et `epproc`

Ensuite, les commandes `emproc` (pour *epic mos processing*) et `epproc` (pour *epic pn processing*), ces commandes étant rassemblées sous le vocable `epicproc`, ont été exécutées et ont permis un traitement des données respectivement obtenues avec les détecteurs MOS et le détecteur pn.

Ces commandes ont permis de convertir les données envoyées au sol en des fichiers aisément compréhensibles dont l'extension est `.fits` (pour *flexible image transport system*). L'*attitude* du satellite est également déterminée à partir de l'altitude du satellite et des coordonnées sur les CCDs.

Les paramètres concernant l'« état de fonctionnement » ainsi que la sécurité du satellite sont vérifiés. Dans les cas où ils s'écartent trop de leur valeur nominale, les instants correspondants sont rejetés : une liste des *bons instants* (GTIs, pour *Good Time Intervals*) est ainsi définie.

En outre, les commandes `epicproc` rendent possible la détection de *mauvais pixels*, ceux-ci n'étant pas associés à des données utiles, tels les pixels *chauds*, *morts* ou encore les pixels variables. Ces pixels peuvent se répartir en trois ensembles (non exclusifs) :

1. les mauvais pixels éliminés à bord du satellite ;
2. les mauvais pixels bien connus, listés dans les fichiers CCFs ;
3. les mauvais pixels spécifiques à l'observation.

Un filtrage supplémentaire permet d'écarter des données corrompues ou encore des événements associés à des rayons cosmiques.

Suite à l'exécution de ces commandes sont créés les fichiers dont le nom suit la forme

$$\begin{array}{ll} \text{revolutionnumber_observationID_EMOS}_{\text{a}}_{\text{S00}}_{\text{b}}_{\text{ImagingEvts.ds}} & \text{pour les détecteurs MOS} \\ \text{revolutionnumber_observationID_EPN_S00}_{\text{b}}_{\text{ImagingEvts.ds}} & \text{pour le détecteur pn} \end{array} \quad (\text{A})$$

où figure en *a* le chiffre 1 ou 2, en fonction du détecteur MOS considéré. En *b* figure un nombre entier compris en 1 et 4 (inclus).

Ces fichiers contiennent une ligne par événement avec entre autres les informations suivantes : le numéro du CCD impliqué, la position de l'événement sur le CCD, la position sur l'ensemble du détecteur, le moment d'arrivée (ou plutôt de lecture du CCD), la position sur le ciel (coordonnées X,Y), le *pulse invariant*, le *pattern*, le paramètre `FLAG` (voir CHAPITRE 1), etc.

Filtrage additionnel

Nous avons ensuite procédé à un filtrage des listes d'événements (A). Comme déjà mentionné au CHAPITRE 1, durant le filtrage, les événements des fichiers relatifs

- aux détecteurs MOS possédant une valeur de *pattern* (strictement) supérieure à 12 ont été rejetés ;
- au détecteur pn possédant une valeur de *pattern* (strictement) supérieure à 4 ont été rejetés ainsi que ceux possédant un paramètre `FLAG` non nul (ce qui permet d'écarter des « détections » obtenues par exemple lors d'un mauvais pointage).

Génération de GTIs additionnels

Puis, nous avons examiné les événements de haute énergie, c'est-à-dire correspondant à une valeur de `PI` (strictement) supérieure à 10 000 et de *pattern* égal à zéro. Ce filtrage permet de minimiser la contribution des sources célestes non étudiées. On construit alors une courbe de lumière donnant le nombre d'événements en fonction du temps.

Ces courbes peuvent présenter des augmentations brutales du nombre de coups enregistrés dues, par exemple, à des éruptions solaires. Dans ce cas, les courbes permettent de définir de nouveaux GTIs, correspondant cette fois aux intervalles de temps où il n'y a pas eu d'éruptions solaires. Une fois définis, les GTIs sont appliqués aux fichiers événements. On peut alors les utiliser pour créer des images du champ, comme sur la FIGURE 4.2.

Nous n'avons pas défini de GTIs pour les trois premières observations réalisées par XMM-*Newton*. Des GTIs ont été déterminés pour les quatre dernières observations, des éruptions solaires étant apparues au cours de ces observations. Les spectres obtenus lorsqu'un filtrage a été considéré ont été comparés aux spectres sans filtrage, et les résultats obtenus étaient similaires. Nous avons choisi dans la suite d'utiliser uniquement les spectres obtenus lorsqu'un filtrage a été considéré.

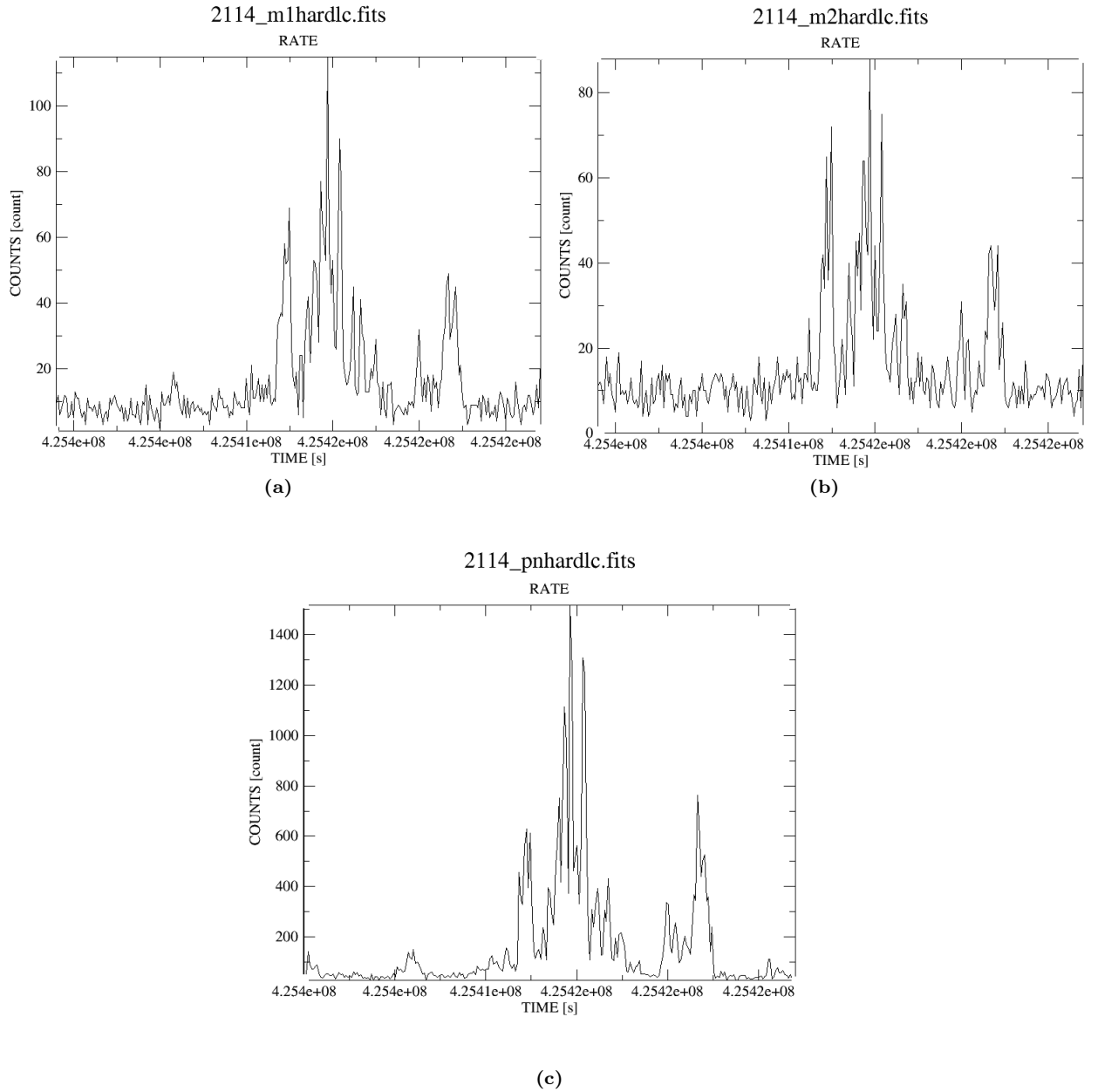


FIGURE 4.1 – Graphiques des nombres de coups en fonction du temps, obtenus à partir des fichiers (a) 2114_m1hardlc.fits relatif au détecteur MOS1, (b) 2114_m2hardlc.fits relatif au détecteur MOS2, (c) 2114_pnhardlc.fits relatif au détecteur pn, grâce à la commande `dsplot`. L'identifiant de l'observation concernée est 0677980601.

Détermination des valeurs de l'ascension droite et de la déclinaison pour les sources Cyg OB2 #5, #8A et #12

L'étape suivante a consisté à détecter les sources présentes dans les fichiers d'événements grâce à la routine `edetect_chain`. Pour ce faire, cette routine compare l'intensité du signal en chaque point d'une image avec le signal de son voisinage immédiat. Puis, la méthode du maximum de vraisemblance permet de déterminer si une source est présente ou non à cet endroit.

Au terme de cette détection de sources sera créé un fichier recensant les sources trouvées. Notons que dans le cadre du présent travail, la routine `edetect_chain` est uniquement utilisée afin de déterminer la position précise des trois objets étudiés Cyg OB2 #5, #8A et #12 de manière à extraire leurs spectre de façon la plus optimale possible. La calibration astrométrique n'étant jamais parfaite, les positions trouvées pour ces trois objets dans les sept observations de XMM-Newton diffèrent légèrement. Cette différence pouvait dans certains cas être supérieure à une seconde d'arc.

Vérification du *pile-up*

Pour chaque observation, une vérification du *pile-up* (voir le CHAPITRE 1 pour une définition), a été réalisée pour chacun des objets Cyg OB2 #5, #8A, #12 (pour autant qu'ils soient détectés), et pour chacun des détecteurs MOS1, MOS2 et pn. La commande `epatplot` permet de confronter les données obtenues avec un modèle (dans lequel le *pile-up* est absent) et par ce biais, offre la possibilité de vérifier la présence de *pile-up*. Les opérations réalisées par cette commande analysent en réalité le spectre dans différents motifs (patterns).

Des illustrations de courbes obtenues suite à l'exécution de la commande `epatplot` sont présentées sur la FIGURE 4.3. Remarquons que les courbes des graphiques inférieurs de chaque sous-figure sont des droites horizontales pour des faibles valeurs de PI. Ceci se justifie par le fait que le nombre de coups est faible à ces longueurs d'onde, le *bin* devenant alors plus étendu afin de collecter un maximum de coups.

Aucune déviation significative n'a été mise en évidence sur ces courbes, tant et si bien que nous pouvons affirmer que le *pile-up* a un impact minimal.

4.2.2 Extraction des spectres associés aux sources considérées

L'extraction des spectres repose sur les coordonnées d'ascension droite et de déclinaison des sources individuelles, propres à chaque observation, déterminées par l'algorithme de détection de sources. Vu les écarts en position entre les observations, les régions de fonds de ciel se trouvent à des positions (ascensions droites, déclinaisons) absolues différentes mais les positions relatives par rapport aux sources sont identiques.

Pour assurer une plus grande homogénéité dans l'analyse, les régions d'extraction des spectres des sources et du fond de ciel ont, dans la mesure du possible, été choisies identiques pour les sept observations dont nous disposons. Cela impose des contraintes fortes car les différentes observations n'ont pas le même centrage, ni la même orientation. De plus, il faut éviter d'inclure des sources voisines, des mauvaises colonnes ou les trous entre des CCDs. D'autre part, le choix de la région du fond de ciel doit remplir une série de critères : être proche des sources associées tout en étant loin de leur « tache-image », se trouver sur le même détecteur que les sources associées, être à la même distance du centre du champ que ces dernières (pour les détecteurs MOS) ou à la même distance de la ligne centrale séparant les CCDs 1 à 6 et 7 à 12 (pour le détecteur pn, voir SOUS-FIGURE 2.18(a)).

Afin de satisfaire ces différents critères, nous avons eu recours à des formes circulaires pour les régions d'extraction des sources pour tous les détecteurs EPIC, tandis que des formes circulaires et polygonales ont respectivement été utilisées pour les régions d'extraction du fond de ciel pour les détecteurs MOS et pn (voir FIGURE 4.4). Notons que pour le détecteur pn et l'observation associée au numéro de révolution 0896 de XMM-Newton, la région d'extraction de la source Cyg OB2 #5 a dû être choisie plus petite que celles du même objet associées aux autres observations. Par ailleurs, une même région d'extraction de fond de ciel associée à Cyg OB2 #8A n'a pu être obtenue pour l'ensemble des observations XMM-Newton. Toutefois, une même région d'extraction du fond de ciel a pu être considérée pour les observations de numéros de révolution 0896, 0901, 0906, 0911, cette dernière étant différente de celle associée aux observations de numéros de révolution 1353, 1355 et 2114.

Une fois ces régions choisies, les événements correspondant ont été sélectionnés. Afin de transformer ces listes d'événements en spectres, deux matrices de calibration ont été calculées pour chaque source et chaque observation, ces matrices constituant la réponse instrumentale du système :

- la matrice RMF, pour *Redistribution Matrix File*. Elle contient la probabilité qu'un photon donné génère au sein d'un détecteur CCD une certaine quantité d'électrons libres. Il s'agit là d'un processus quantique : un photon incident caractérisé par une certaine énergie ne va en effet pas produire exactement le même nombre d'électrons au sein du détecteur CCD dans le cas d'une répétition de phénomène. Cela permet de calibrer l'axe des abscisses des spectres [85] ;
- la matrice ARF, pour *Ancillary Response File*. Elle contient l'information relative à la surface effective du système (télescope, détecteur et éventuellement filtre) en fonction de l'énergie. Cette information est propre à chaque observation et à la position de la source sur le détecteur. Elle correspond à l'axe des ordonnées sur les illustrations des spectres.

Le spectre de la source est ensuite associé à ces matrices, ainsi qu'au spectre de fond de ciel. Notons que les canaux du spectre ont été groupés de sorte que le rapport signal-sur-bruit soit au moins de 3. Une justification de ce choix est donnée par le fait que la statistique de Poisson tend vers une statistique normale à partir de 10 coups, ce qui permet d'utiliser le χ^2 lors des ajustements de spectres.

Notons qu'il n'a pu être possible d'extraire les spectres des trois sources pour tous les détecteurs, et l'ensemble des observations. En effet, vu les changements de centrage et d'orientation, il arrive que des sources tombent dans des « trous » (*gaps*) entre des CCDs ou sur des mauvaises colonnes. De plus, le mode d'acquisition « Fenêtre large » (voir ANNEXE C) a été utilisé pour les détecteurs MOS et l'observation de numéro de révolution 2114. Dès lors, seul le spectre de Cyg OB2 #5 a pu être extrait pour ces détecteurs et cette observation. La TABLE 4.1 résume ces informations.

Détecteur EPIC		MOS1			MOS2			pn		
Numéro de révolution de l'observation	Source Cyg OB2	#5	#8A	#12	#5	#8A	#12	#5	#8A	#12
0896										
0901										
0906										
0911										
1353										
1355										
2114										

TABLE 4.1 – Résumé des extractions des spectres. Les cellules coloriées en vert sont associées aux sources dont le spectre a pu être extrait, tandis que les cellules rouges sont quant à elles associées aux sources dont le spectre n'a pu être extrait.

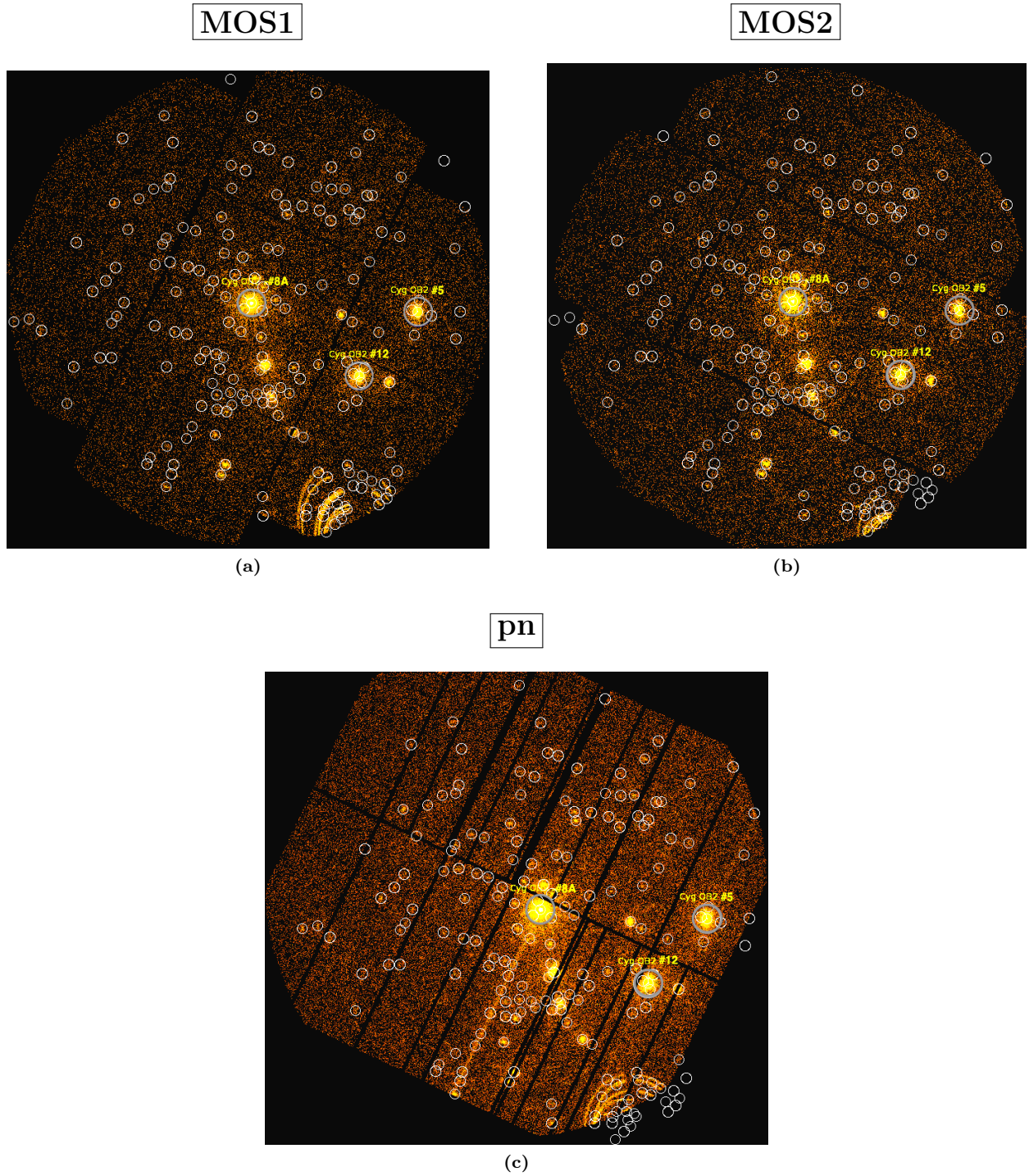


FIGURE 4.2 – Illustrations de la détection de sources par la routine `edetect_chain` pour l’observation dont l’identifiant est 0200450401 (XMM-Newton). De haut en bas sont illustrées des images des caméras MOS1, MOS2 et pn, respectivement. Les sources détectées sont entourées par des cercles blancs de rayon fixé à $0.005''$. Les positions correspondant aux coordonnées Simbad des quatre étoiles principales de Cyg OB2 sont représentées par des cercles gris.

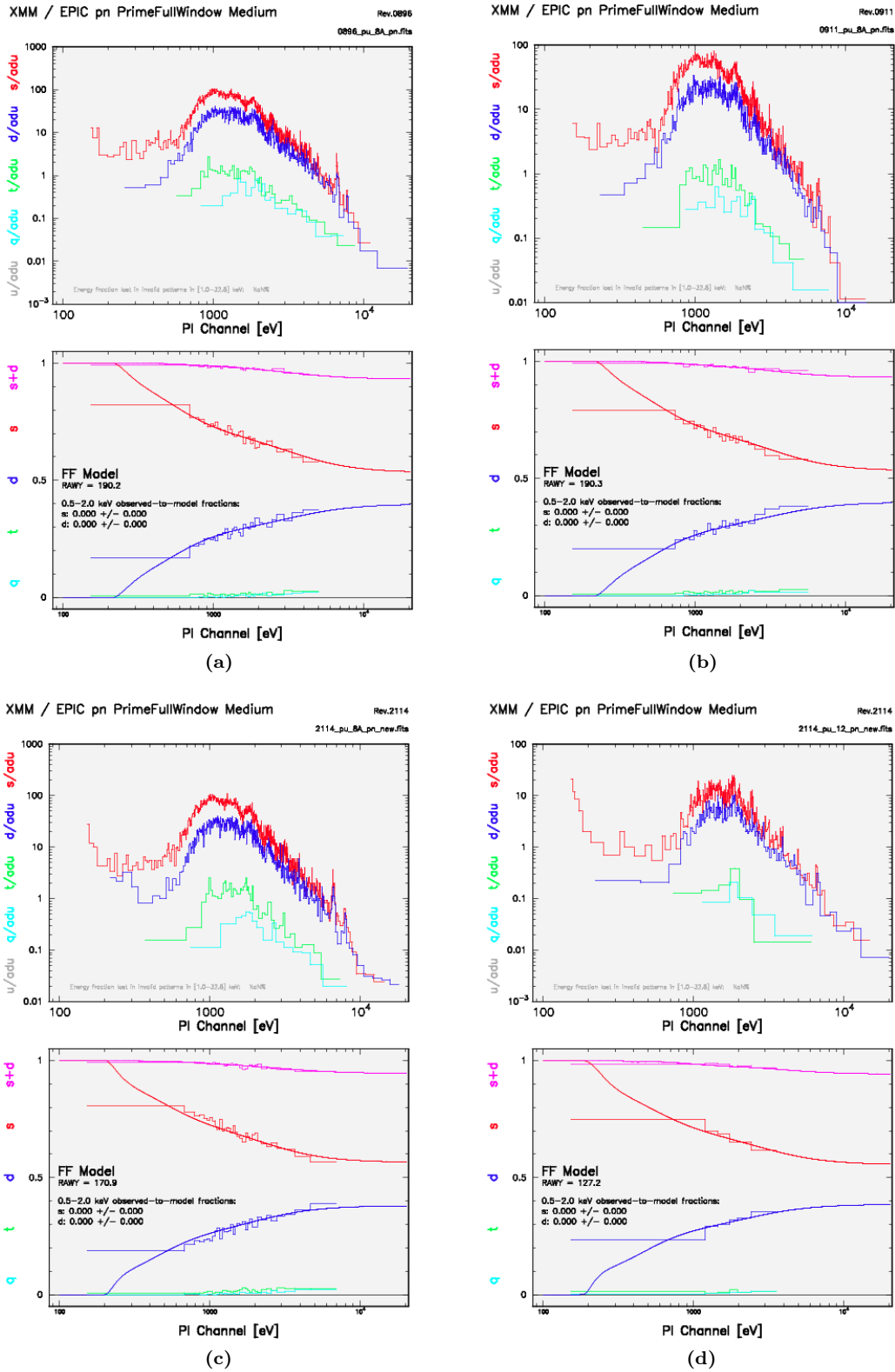
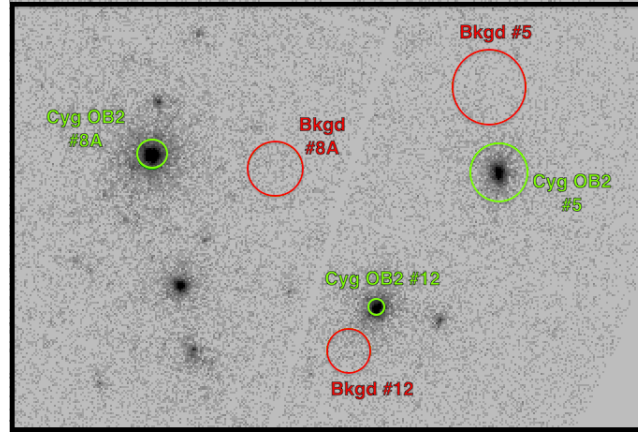
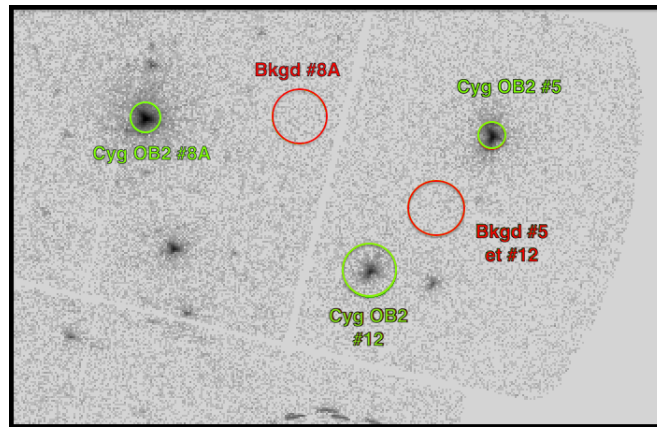


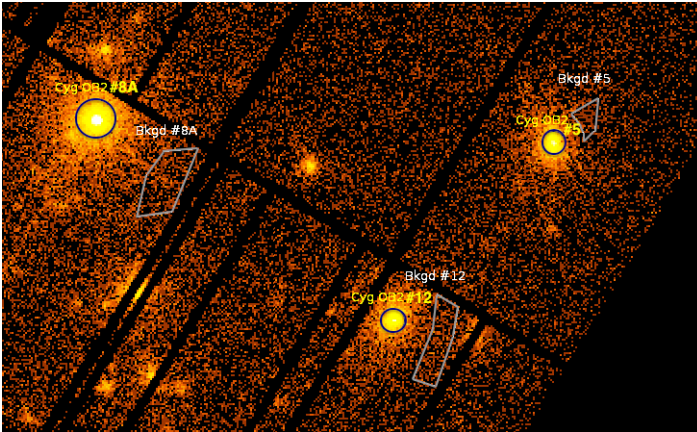
FIGURE 4.3 – Illustrations des courbes représentant (*partie supérieure de chaque sous-figure*) le nombre de coups en fonction de la valeur de PI, obtenues suite à l'exécution de la commande `epatplot` et (*partie inférieure de chaque sous-figure*) la fraction d'événements dans différents motifs (pattern) : motifs simple « s » représenté en rouge, double « d » en bleu, triple « t » en vert et quadruple « q » en rose. Les sous-figures (a), (b), (c) et (d) sont respectivement associées aux données pn de Cyg OB2 #8A pour les observations (a) 0896, (b) 0911 et (c) 2114 et (d) aux données pn de Cyg OB2 #12 pour l'observation de numéro de révolution 2114.



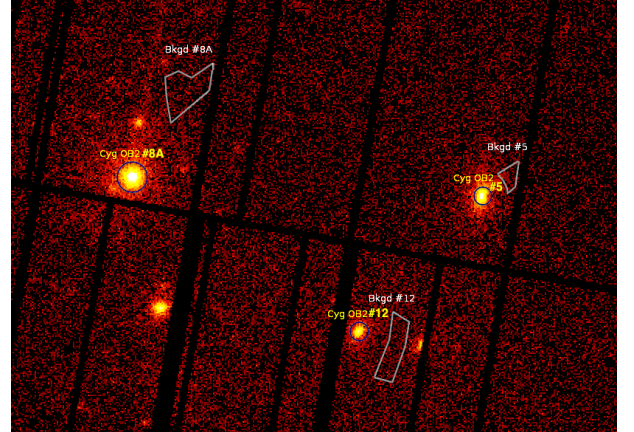
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 4.4 – Illustrations des choix des régions d'extraction des sources Cyg OB2 #5, #8A et #12 ainsi que des régions de fond de ciel (voir « Bkgd ... ») associées à ces sources, pour les observations réalisées par XMM-Newton. La sous-figure (a) est relative à l'observation dont l'identifiant est 0200450301 (numéro de révolution : 0901) et a été obtenue grâce au détecteur MOS1, la sous-figure (b) est relative à l'observation d'identifiant est 0505110401 (numéro de révolution : 1355) et a été obtenue grâce au détecteur MOS2. Les couleurs ont été « inversées » sur ces deux sous-figures afin de les rendre plus visibles. Les régions d'extraction des sources et de fond de ciel associées à ces sources sont respectivement représentées en vert et rouge. Les sous-figures (c) et (d) sont respectivement relatives aux observations d'identifiants 0200450501 et 0505110301 (de numéros de révolution : 0911 et 1353) et ont été obtenues grâce au détecteur pn. Les régions d'extraction des sources et de fond de ciel associées à celles-ci sont respectivement représentées en bleu et gris sur ces deux dernières sous-figures.

4.3 Réduction des données obtenues avec Swift

Il est important de mentionner que nous ne disposions au départ que de cinq observations réalisées par le satellite Swift (voir la TABLE 4.2 pour un résumé de ces observations, l'ANNEXE D renseignant sur les appellations des observations Swift qui seront employées dans les graphiques du CHAPITRE 5). À la suite des ajustements des spectres de Cyg OB2 #5, nous avons remarqué qu'une nouvelle observation aurait permis de contraindre davantage la variation du rayonnement X issu de cet objet. Du fait que le facteur de pression associé à l'observatoire XMM-Newton est très élevé, nous avons alors rapidement sollicité une nouvelle observation « ToO » (pour *Target of Opportunity*) sur le site *PennState Mission Operations Center for Swift* [82], qui a été acceptée par le PI (pour *Principal Investigator*) de la mission Swift, le Dr Neil Gehrels. Notre empressement pour l'obtention d'une observation de Cyg OB2 #5 se justifiait par le fait que nous nous trouvions à une période clé (au périastre dans le système à 6.7 ans, voir SECTION 5.2), qui ne se reproduirait pas de sitôt.

Numéro de séquence	Identifiant de la source	Numéro du segment d'observation	Dates et heures de	
			début d'observation	fin d'observation
000	31904	001	10/01/2011, 00h17m49s	10/01/2011, 05h25m57s
		002	04/04/2011, 04h36m16s	04/04/2011, 11h31m33s
		003	18/05/2011, 11h21m19s	18/05/2011, 16h35m57s
		004	01/07/2011, 00h44m19s	01/07/2011, 15h30m56s
		005	07/10/2011, 03h48m45s	08/10/2011, 04h18m58s
	32767	001	28/03/2013, 21h33m34s	28/03/2013, 23h31m54s
		002	29/03/2013, 04h10m34s	29/03/2013, 13h52m54s

TABLE 4.2 – Résumé des observations réalisées par le satellite spatial Swift et utilisées dans le présent travail.

Le traitement de base des données obtenues grâce au satellite Swift est assez similaire à celui pour XMM-Newton. Nous ne le détaillerons donc pas. Toutefois, précisons que l'utilisateur contrôle beaucoup moins les opérations que pour XMM-Newton.

Extraction des spectres associés aux sources considérées

Les coordonnées d'ascension droite et de déclinaison des sources ont pu être tirées de la base de données SIMBAD du fait que les régions d'extraction des sources choisies sont étendues (couvrant largement la PSF). De plus, ces régions d'extraction ne sont pas traversées par des *gaps* ou mauvaises colonnes. En outre, moins de flux nous parvient de ces sources, ce qui rend plus difficile la détermination précise de leur position.

L'extraction des spectres fut réalisée grâce au logiciel `xselect`. Le choix d'une région de fond du ciel unique et la plus grande possible a été recommandé par le UK Swift Science Data Centre (communication privée avec le Dr. Nazé). Cette région a ainsi été considérée à l'intérieur du polygone formé par les sources Cyg OB2 #8A, #9, #12 et #5, comme l'illustre la FIGURE 4.5.

La matrice RMF a été récupérée sur le site *Swift Calibration Files* [66] et une matrice ARF a été générée à l'aide d'une tâche de FTOOLS¹⁰ spécifique à Swift et ce, pour chaque source de chaque observation.

L'association et le groupement des spectres des sources ont été réalisés de manière similaire à XMM-Newton.

¹⁰. FTOOLS est une collection de programmes distribuée par le *High Energy Astrophysics Science Archive Research Center* (HEASARC, NASA).

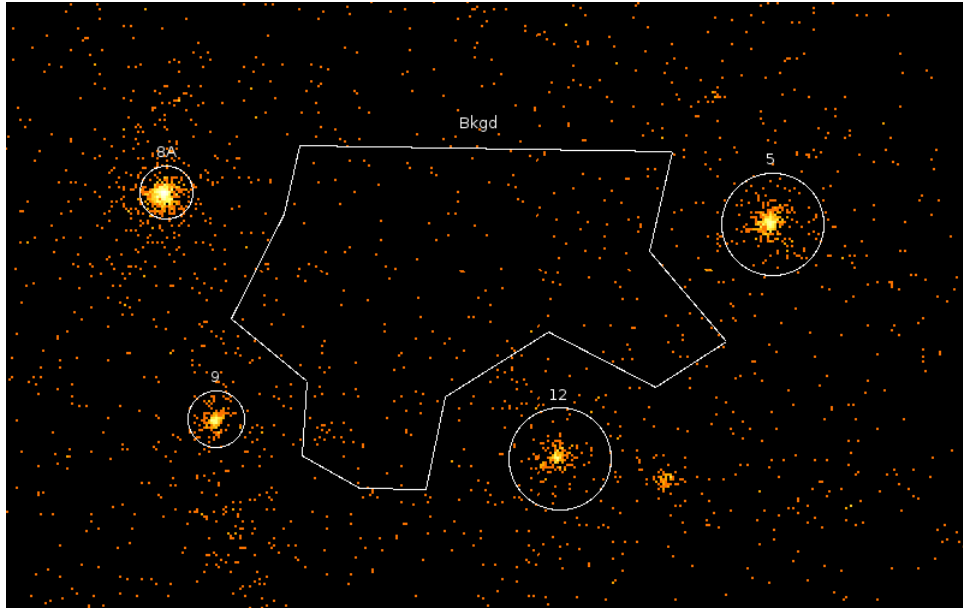


FIGURE 4.5 – Illustration des régions d’extraction utilisées pour les sources étudiées ainsi que celle du fond de ciel (voir « Bkgd »), pour les observations Swift. La source Cyg OB2 #9 est également indiquée.

4.4 Réduction des données obtenues avec ROSAT

Nous avons également eu l’opportunité d’exploiter les données de deux observations ROSAT réalisées avec l’instrument PSPC-B (voir la TABLE 4.3 pour un résumé de ces observations ; l’ANNEXE D renseignant sur les appellations des observations ROSAT qui seront employées dans les graphiques du CHAPITRE 5). Ces observations ont été récupérées dans les archives et avaient déjà subies un traitement de base ; nous avons ainsi utilisé les listes d’événements ayant subi ce traitement (fichiers *_bas.fits) par la suite.

Du fait de son étalement dans le temps (voir TABLE 4.3), comparable aux périodes courtes associées aux sources, nous avons décidé de subdiviser la seconde observation en quatre parties. Sur la FIGURE 4.6 le temps 0.0 correspond à la date du 21 avril 1991 (à 10h14m16s). Les subdivisions choisies sont indiquées sur la figure et sont numérotées $i/4$, avec i variant de 1 à 4. Le milieu de chacune des quatre « sous-observations » a été considéré représentatif de la date associée à chaque subdivision et sera utilisé dans le calcul des phases. Ces dates sont indiquées dans la TABLE 5.2.

	Code du détecteur	Numéro d’observation ^a	Numéro de séquence	Dates et heures de	
				début d’observation	fin d’observation
r ^b	p ^c	200109	n00	21/04/1991, 10h14m16s	21/04/1991, 16h48m58s
		900314		29/04/1993, 12h49m42s	04/05/1993, 02h08m44s

TABLE 4.3 – Résumé des observations réalisées par le satellite spatial ROSAT.

^a. Nous désignerons par abus de langage ce numéro comme étant l’« identifiant de l’observation » dans la suite de ce travail.

^b. Pour *ROSAT*.

^c. Pour *PSPC*.

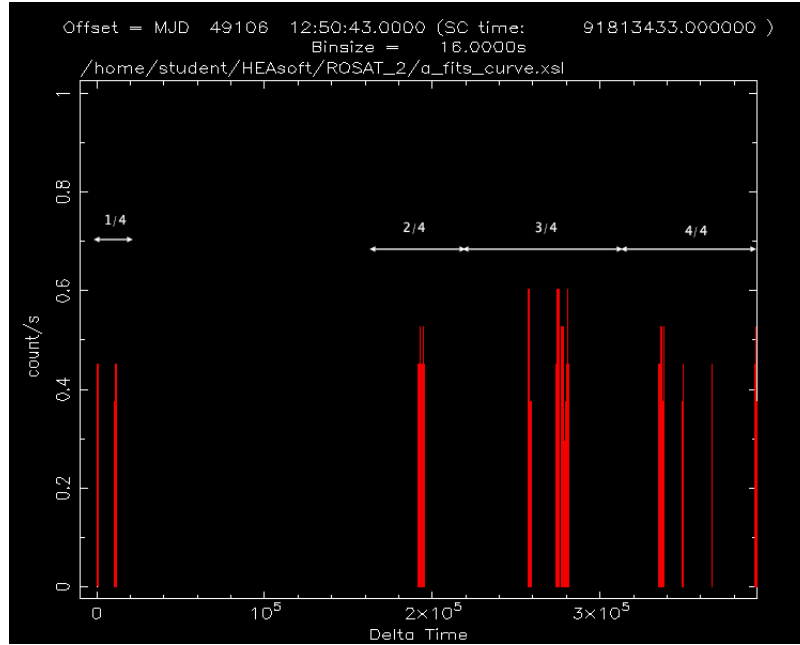


FIGURE 4.6 – Courbe de lumière de Cyg OB2 #5 pour la seconde observation ROSAT dont nous disposons, obtenue grâce à l’instrument PSPC-B.

Extraction des spectres associés aux sources considérées

Comme pour les observations Swift, l’extraction des spectres fut réalisée grâce au logiciel `xselect`.

Les matrices RMF utiles pour ces observations ont été récupérées sur le site *The ROSAT PSPC matrices* [72] et une matrice ARF a été générée pour chaque source à l’aide d’une tâche de FTOOLS spécifique à ROSAT.

L’association ainsi que le groupement des spectres des sources ont également été réalisés de manière similaire à XMM-Newton.

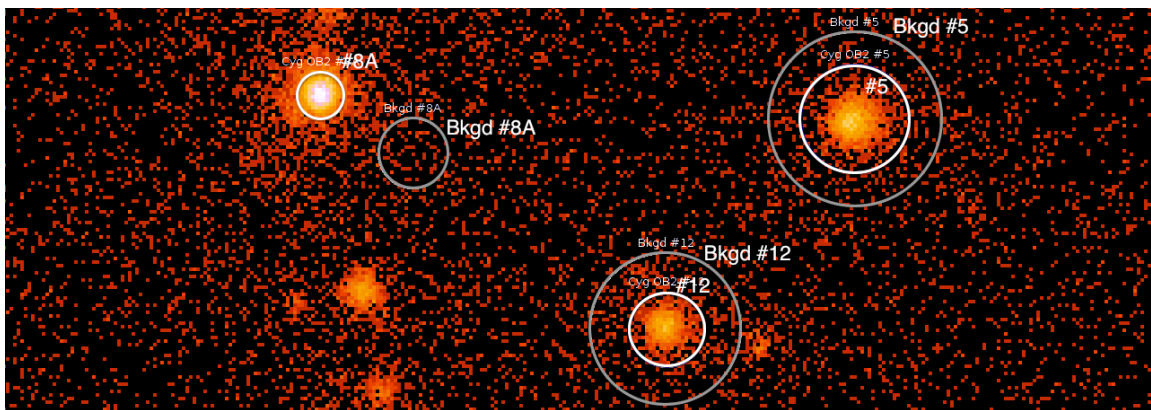


FIGURE 4.7 – Illustration des régions d’extraction (en bleu) utilisées pour les sources étudiées ainsi que celles du fond de ciel associées aux sources (voir « Bkgd ... » (en gris) ; ces dernières régions ont été choisies en forme d’anneau pour les sources Cyg OB2 #5 et #12, leur bord intérieur coïncidant avec le bord extérieur des régions des sources), pour les observations ROSAT.

« Dans le tissu de l'espace comme dans la nature de la lumière, figure, en tout petit, la signature de l'artiste. »

— *Carl Sagan*

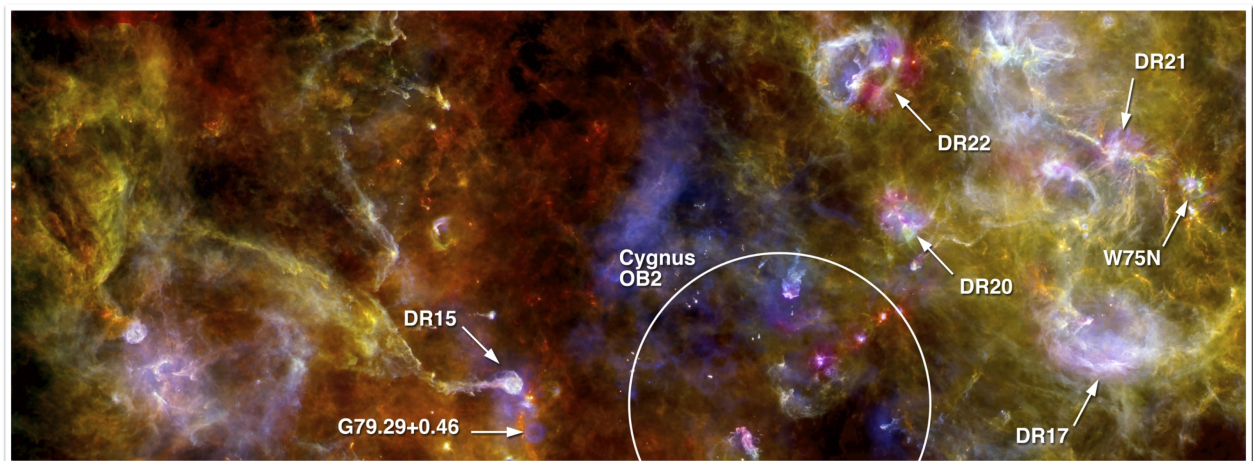


Image annotée de la région Cygnus-X obtenue par le satellite Herschel. Source : [23].

Intéressons-nous à présent à la région de la voûte céleste appelée Cygnus OB2 et sur laquelle nous porterons notre attention dans la suite de ce travail.

Cygnus OB2, VI Cygni ou plus simplement Cyg OB2, constitue une association OB située dans la constellation du Cygne. Une association OB est un groupe d'étoiles dont une fraction possède les types spectraux O et B – typiquement, ces groupes jeunes (de quelques millions d'années) regroupent environ entre 10 et 100 étoiles massives O et B ainsi que quelques centaines ou milliers d'étoiles peu massives ou de masses intermédiaires. Ces astres possèdent une origine commune mais sont non liés gravitationnellement. En effet, les associations OB prennent généralement naissance à l'intérieur d'un même nuage moléculaire. Une fois la formation des étoiles terminée, les poussières et gaz résiduels sont chassés et il n'existe dès lors plus de lien gravitationnel entre les étoiles de l'association.

L'association Cyg OB2, dont l'âge est estimée à environ 2×10^6 ans (plus exactement entre 1 et 3×10^6 ans, la valeur de 2×10^6 ans étant la plus probable, Massey & Thompson 1991, Knödlseider et al. 2002), nous est éloignée d'approximativement 1.7 kpc. Approximativement car cette valeur fait l'objet de controverses. En effet, Massey & Thompson (1991) ont déduit d'une étude spectroscopique de Cyg OB2 une valeur de 11.2 ± 0.1 pour son module de distance¹¹ correspondant à une distance de (1740 ± 80) pc, en accord avec celle déduite d'études spectrophotométriques plus récentes dirigées par Kiminki et al. (2007). Hanson (2003), en s'aidant d'une échelle de température plus froide pour les étoiles O que celle utilisée par Massey & Thompson (1991), a révisé le module de distance, pour obtenir une distance de 1202 pc. Mentionnons que cette dernière distance est en accord avec celle déduite par Rygl et al. (2010) pour la zone de formation d'étoiles W75N ($1.32^{+0.11}_{-0.09}$ kpc), qui fait partie intégrante du complexe Cygnus X, tout comme Cyg OB2. Nous adopterons dans le cadre de ce travail la valeur 1.7 kpc pour la distance nous séparant de Cyg OB2. En ce qui concerne les dimensions de l'association Cygnus OB2, son diamètre angulaire vaut approximativement 2° , ce qui correspond à une distance linéaire d'environ 60 pc.

Il est important de noter que Cyg OB2 est dissimulé derrière un important nuage de poussières portant le nom de Cygnus Rift. La conséquence de la présence de ce type de nuages denses et irréguliers entre une source céleste de rayonnement et un observateur est une absorption du rayonnement et un rougissement de la source, les poussières absorbant principalement les radiations de courtes longueurs d'onde. À titre d'exemple, l'ordre de grandeur de l'*excès de couleur* $E(B - V)$, défini au CHAPITRE 1, relatif à l'association Cyg OB2 vaut de ~ 1.61 à ~ 4.84 . Notons que, le *facteur de rougissement* R_V (défini au CHAPITRE 1) associé à Cyg OB2 valant 3.1, l'*extinction totale dans le filtre visible* A_V prend des valeurs comprises entre 5 et 15. Du fait de l'importante extinction interstellaire, les rayonnements UV et optique émanant de Cyg OB2 sont peu intenses, rendant difficile l'inventaire des étoiles de cette association. Ainsi, seules les composantes les plus lumineuses de ce groupe ont été étudiées en détail.

D'un point de vue historique, des observations dans le domaine de longueurs d'onde correspondant, entre autres, au proche infrarouge ont permis le développement d'un intérêt certain pour cette association OB au cours de la dernière décennie, tant et si bien que cette région de la voûte céleste constitua un sujet d'étude pour quasiment toutes les missions spatiales. On sait donc aujourd'hui que Cyg OB2 regroupe en son sein des étoiles très massives (environ 3000, Knödlseider 2000) et faisant partie des objets célestes les plus lumineux de notre Galaxie : Cyg OB2 renferme quelques 90 à 100 étoiles de type spectral O (Comeron et al. 2002) et plus de 2000 étoiles B (Knödlseider 2000).

Rappelons que c'est l'observatoire Einstein qui fut le premier à déceler une émission X provenant d'étoiles massives, à savoir les quatre composants principaux de l'association, Cyg OB2 #5, #8A, #9 et #12 (voir FIGURE 2.6). Notons que les observations plus récentes du télescope AXAF-CHANDRA ont révélé la présence de plus de 1000 sources de rayons X dans l'association Cyg OB2 (Albacete Colombo et al. 2007).

La plupart des étoiles de type spectral O au sein de Cyg OB2 présentent des propriétés classiques concernant le rayonnement X (Rauw 2011). Leur émission relativement dure n'est pas inhérente aux sources, mais est plutôt due à l'importante absorption causée par de la matière interstellaire. Des études réalisées par Rauw (2011) ont montré que la variabilité du flux de rayonnement X est courant parmi les étoiles constitutives de Cyg OB2. Un tiers des étoiles O et B présentent des variations dans le domaine X à long terme, tandis que les fluctuations à court terme sont quant à elles essentiellement restreintes aux étoiles de pré-séquence principale de faible masse.

11. Cette grandeur étant définie par $DM = m - M = 5 \log_{10}(d_{pc}) - 5$, où m représente la magnitude apparente d'un astre, M sa magnitude absolue et d_{pc} la distance en parsecs à l'astre.

Le présent document a pour but d'étudier les objets Cyg OB2 #5, #8A et #12, ceux-ci étant d'intenses sources de rayons X. L'objet Cyg OB2 #9 ayant déjà été étudié plus minutieusement (Nazé et al. 2012a), il est juste présenté dans l'ANNEXE E, dans le but de rendre ce travail aussi complet que possible. Les trois objets considérés dans ce travail feront ainsi l'objet d'une étude plus détaillée dans les SECTIONS 5.2, 5.3 et 5.4. Dans ce contexte, il est intéressant de noter que des études dans le domaine radio ont permis de montrer que Cyg OB2 #5, #8A, #9 sont des sources radio non-thermiques, l'observation de ce rayonnement renseignant sur la présence d'électrons relativistes et d'un champ magnétique, si l'on suppose une émission synchrotron. Ces électrons relativistes sont supposés être une conséquence du mécanisme de Fermi du premier ordre, qui nécessitent des chocs hydrodynamiques, ceux-ci pouvant être associés à la collision de vents stellaires au sein de systèmes multiples. Mentionnons également à ce stade que le quatrième composant majeur de cette association OB, à savoir Cyg OB2 #12, est quant à lui suspecté d'être un candidat pour une variable lumineuse bleue (ou LBV ; voir la SECTION 5.4 pour une présentation de cette étoile).

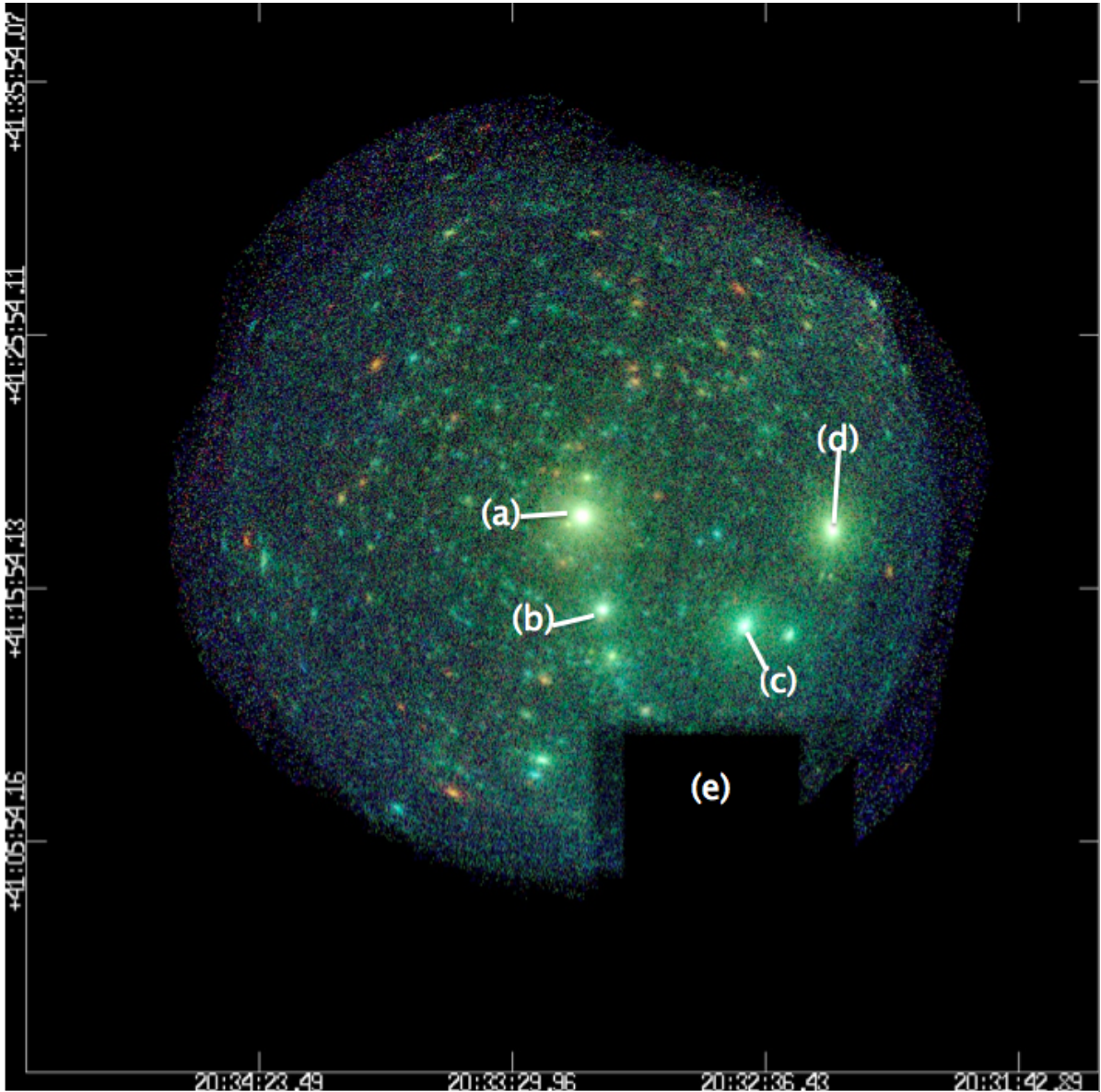


FIGURE 5.1 – Image de l'association Cyg OB2. Cette image codée en énergie grâce à trois couleurs a été obtenue à partir de six observations par l'observatoire XMM-Newton (Rauw 2011). Les couleurs rouge, verte et bleue correspondent respectivement aux domaines d'énergie *mou* ($[0.5 - 1.0]$ keV), *moyen* ($[1.0 - 2.0]$ keV) et *dur* ($[2.0 - 8.0]$ keV). Les images individuelles obtenues grâce à l'instrument EPIC ont été corrigées de la non-uniformité de la surface effective à travers le champ de vue, le rayonnement parasite issu de Cygnus X-3 ((e) sur la figure) a été enlevé et les *out-of-time events* (OoT events) associés à la source centrale brillante Cyg OB2 #8A ((a) sur la figure) ont été écartés avant la combinaison des différentes images. Sur la figure, Cyg OB2 #9, #12 et #5 sont respectivement indiqués par (b), (c) et (d). Source de la figure originale : [85].

5.1 Ajustements des spectres

5.1.1 Modèle utilisé

Les ajustements des spectres des objets étudiés ont été réalisés grâce au logiciel XSPEC (version 12.8.0). Dans le but de représenter au mieux les spectres de Cyg OB2 #5 et #8A, nous avons considéré le modèle suivant :

$$\underbrace{\mathbf{wabs}}_{\text{ISM}} \times \mathbf{phabs} \times \sum \mathbf{apec} \quad (5.1)$$

Les spectres relatifs à Cyg OB2 #12 ont quant à eux été ajustés par le modèle suivant (voir SOUS-SECTION 5.4.1) :

$$\mathbf{wabs} \times \sum \mathbf{apec} \quad (5.2)$$

Le modèle *apec*, pour *astrophysical plasma emission code*, est un modèle d'émission associée à un plasma optiquement fin, à l'équilibre d'ionisation collisionnelle. Quatre paramètres sont associés à ce modèle : la température kT , la métallicité, le décalage vers le rouge (*redshift*, z) et la mesure d'émission du gaz corrigée de la distance, *norm*, dont une définition est fournie dans le CHAPITRE 1. Notons qu'une composition solaire (Anders & Grevesse 1989) ainsi qu'un décalage vers le rouge nul ont été utilisés lors des ajustements.

La considération des deux premières composantes dans le modèle (5.1) et de la première composante dans le modèle (5.2) trouve son origine dans le fait que la matière entre la zone d'émission et l'observateur absorbe le rayonnement X. Chaque *bin* d'énergie du modèle d'émission est ainsi multiplié par le terme

$$\exp(-\alpha_E \cdot n)$$

où α_E est le coefficient d'absorption photoélectrique par le milieu interstellaire et n la colonne de matière sur la ligne de visée. Le coefficient d'absorption photoélectrique est affublé d'un indice « E », du fait que ce coefficient dépend de l'énergie.

La première composante absorbante correspond à l'absorption par le milieu interstellaire. Elle est représentée par le modèle *wabs* qui utilise les « sections efficaces du Wisconsin » (Morrison & McCammon 1983). L'unique paramètre à spécifier lors de l'utilisation de ce modèle est la colonne de matière (hydrogène neutre) associée au milieu interstellaire : $n_{\text{H}}^{\text{ISM}}$, exprimée en atomes H cm^{-2} . Afin de déterminer la valeur de cette grandeur pour les trois objets étudiés, nous avons eu recours à la relation déduite par Bohlin et al. (1978) reliant l'excès de couleur à la colonne de matière :

$$n_{\text{H}}^{\text{ISM}} = 5.8 \cdot 10^{21} \times E(B - V)$$

La TABLE 5.1 recense, pour chaque objet étudié dans ce travail, les valeurs de l'excès de couleur et de la colonne d'hydrogène neutre associée au milieu interstellaire.

Objet étudié	$E(B - V)$	$n_{\text{H}}^{\text{ISM}}$ ($\times 10^{22} \text{ H cm}^{-2}$)	Référence
Cyg OB2 #5	1.96	1.14	Wegner (2003)
Cyg OB2 #8A	1.56	0.91	Wegner (2003)
Cyg OB2 #12	3.40	1.97	Van Genderen (2001)

TABLE 5.1 – Absorption du rayonnement issu des trois objets étudiés par le milieu interstellaire.

La deuxième composante absorbante du modèle (5.1) permet de représenter une absorption supplémentaire à celle relative au milieu interstellaire, par exemple associée aux vents stellaires. Nous utiliserons à cette fin un modèle d'absorption de matière neutre, bien que les vents stellaires soient ionisés. Une différence significative entre l'absorption par des ions ou des atomes neutres ne se marque que sous 0.5 keV or, l'importante absorption interstellaire associée aux objets étudiés rend les données de basse énergie difficilement utilisables. En outre, le satellite XMM-Newton n'est que très peu sensible dans ce domaine d'énergie.

Notons que les erreurs associées aux paramètres spectraux apparaissant dans les divers tableaux des objets étudiés figurant dans la suite de ce travail sont associées à un intervalle de confiance de 90%, tandis que les erreurs relatives de $\pm 1\sigma$ sur les flux correspondent aux erreurs relatives de $\pm 1\sigma$ sur les taux de comptage.

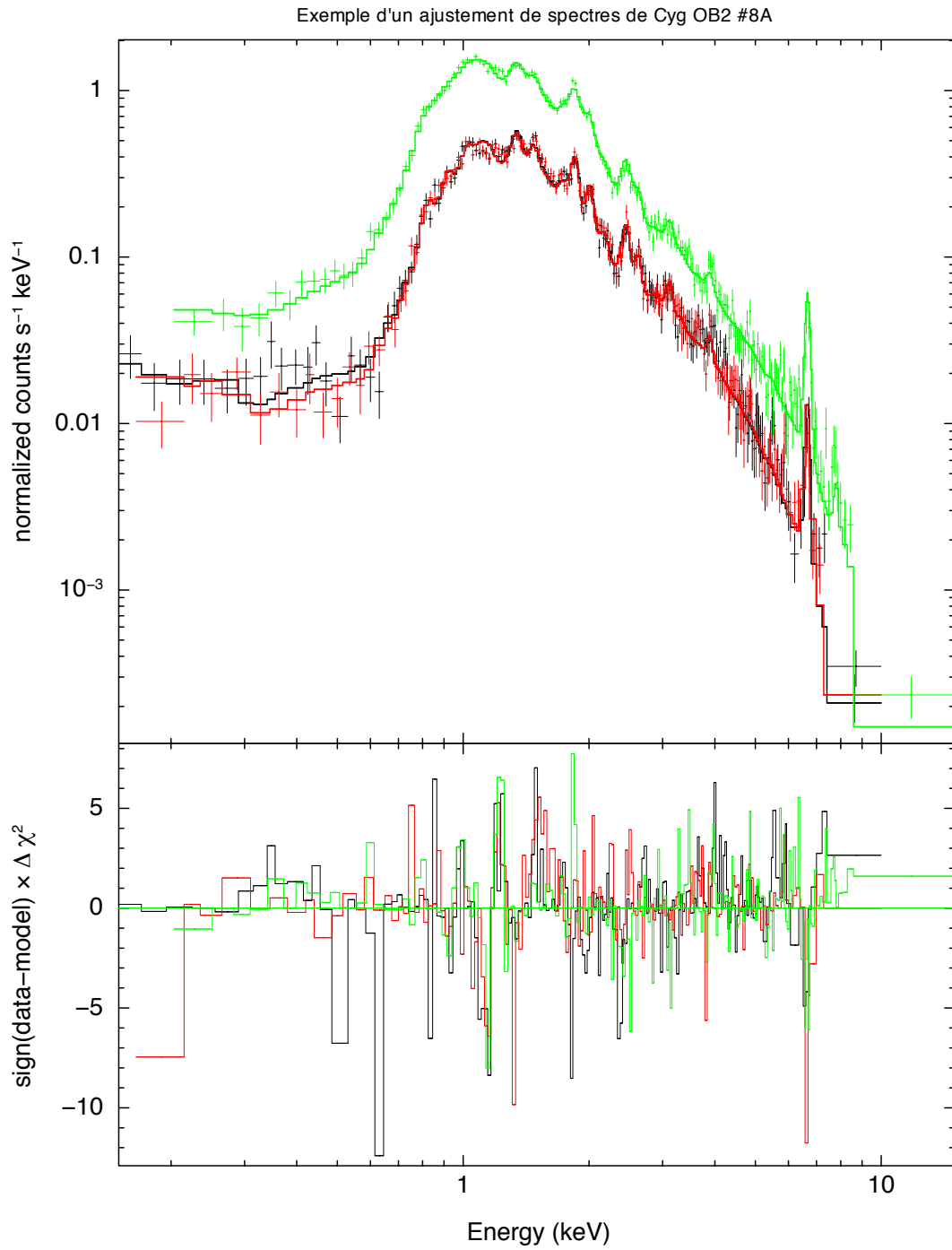


FIGURE 5.2 – *Panneau supérieur* : exemple d'un ajustement de spectres obtenus par les détecteurs MOS1 (*en noir*), MOS2 (*en rouge*) et pn (*en vert*) en novembre 2004 (numéro de révolution : 0906). *Panneau inférieur* : illustration des écarts entre les données et le modèle de spectre utilisé. Les valeurs des paramètres utilisées sont indiquées dans la TABLE 5.15. Notons la présence dans ces spectres de la raie Fe K_{α} à 6.7 keV, qui témoigne de l'existence d'un plasma très chaud (voir SECTION 5.3).

5.2 Cyg OB2 #5

Cyg OB2 #5, encore désigné par V 729 Cygni ou BD +40° 4220 (voir le CHAPITRE 1 pour une signification des lettres « V » et « BD »), constitue un système quadruple d'étoiles (Kennedy et al. 2010). Concernant les coordonnées équatoriales de Cyg OB2 #5 à l'époque astronomique J2000, son ascension droite prend pour valeur 20h32m22.423s tandis que sa déclinaison vaut +41°18'18.96" [93].

Pour ce qui est de l'extinction du rayonnement issu de Cyg OB2 #5, Torres-Dodgen et al. (1991) ont proposé la valeur $A_V = 6.40$ (soit une valeur de l'excès de couleur $E(B - V) = 1.94$ en utilisant la valeur $R_V = 3.3$) et Wegner (2003) a quant à lui suggéré $A_V = 6.35$ (ainsi que la valeur $R_V = 3.24$, soit une valeur de l'excès de couleur de $E(B - V) = 1.96$). Notons que ces valeurs sont en concordance avec la valeur de l'indice de couleur (voir le CHAPITRE 1 pour une définition de l'*indice de couleur*) $B - V = 1.68$ du système binaire primaire trouvée par Reed (1998). Nous utiliserons l'excès de couleur de Wegner (2003) pour Cyg OB2 #5 dans la suite de ce travail (voir TABLE 5.1).

Au sein de Cyg OB2 #5, le système binaire (à éclipses) *primaire* est composé d'étoiles supergéantes de types spectraux O6.5–7 I + OB–Ofpe/WN9¹² (Rauw 2011), en orbite avec une période de 6.598055 jours (Linder et al. 2009). Les masses des composantes de ce système sont estimées à $(31.9 \pm 3.2) M_\odot$ pour la première composante (celle de type spectral O6.5–7) et $(9.6 \pm 1.1) M_\odot$ pour la seconde composante. En ce qui concerne leur température moyenne de surface, des valeurs de 36 000 et 35 600 K ont été déterminées pour la première et deuxième composante, respectivement.

Il a été suggéré par Leung & Schneider (1978), et ensuite montré par Linder et al. (2009), que le système binaire primaire se trouve dans une *configuration de contact*, c'est-à-dire que les étoiles remplissent leur lobe de Roche respectif. La région de la deuxième composante faisant face à la première étoile est très chaude et brillante, ce qui s'explique de trois manières différentes : à cause du transfert d'énergie à l'intérieur de la photosphère commune aux deux étoiles, à cause du champ de radiation de la première étoile et enfin, à cause de la collision entre cette région chaude et brillante (de la deuxième composante) et le vent de la première étoile. Les valeurs des températures de surface des étoiles mentionnées en début de ce paragraphe suggèrent un rapport théorique de luminosité bolométrique entre les deux étoiles s'élevant à 3.1, en bon accord avec la valeur de 2.9 estimée dans le domaine optique. Hall (1974) a d'ailleurs remarqué la présence de profondeurs d'éclipses inégales dans la courbe de lumière de Cyg OB2 #5, confortant l'idée que la primaire est plus brillante que la secondaire. Bohannan & Conti (1976) ont quant à eux déduit de l'étude d'une série de spectres du domaine visible que les deux étoiles de la binaire primaire devraient être caractérisées par une même brillance, bien qu'ils évaluèrent le rapport des masses à 4.3 (ce dernier rapport a cependant été reconsidéré par Massey & Conti (1977), qui ont proposé une valeur de 3.3). Mentionnons également que Rauw et al. (1999) ont, par comparaison entre les forces des raies d'absorption des étoiles primaire et secondaire, déterminé un rapport de brillance optique de valeur 1.4 ± 0.6 . Il est cependant à noter que le comportement complexe de ces raies d'absorption, qui peuvent passer en émission sur des portions de l'orbite, empêche une appréciation précise de ce rapport. Une étude des vitesses radiales relatives aux raies en émission révèle que la matière transférée de la première vers la seconde étoile est à l'origine de ces émissions.

En ce qui concerne les éphémérides de l'éclipse primaire du système binaire, Linder et al. (2009) ont proposé la formule

$$\begin{aligned} \text{HJD} &= \text{HJD}_0 + P_0 E + \frac{1}{2} \dot{P} P_0 E^2 \\ &= (2440413.796 \pm 0.024) + (6.597858 \pm 0.000014)E + (6.11 \pm 1.64) \times 10^{-8} E^2 \end{aligned} \quad (5.3)$$

où HJD représente le jour julien héliocentrique (voir CHAPITRE 1 pour une définition), HJD_0 un jour julien héliocentrique de référence (correspondant à une observation du minimum de l'éclipse primaire), P_0 la période orbitale à l'époque HJD_0 , \dot{P} sa dérivée par rapport au temps, évaluée à $\dot{P} = (18.5 \pm 5.0) \times 10^{-9} \text{ s s}^{-1} = (0.58 \pm 0.16) \text{ s an}^{-1}$ par Linder et al. (2009), et E le numéro de l'éclipse primaire depuis la date HJD_0 .

12. Une étoile Ofpe/WN9 constitue un objet de transition présentant les produits du cycle CNO à sa surface, ceux-ci étant ensuite expulsés par le vent. Les caractéristiques de ces étoiles sont un compromis entre d'une part, celles des étoiles Of et d'autre part celles d'étoiles B[e] ou WNL (ces dernières étoiles étant des étoiles Wolf-Rayet dont les raies en émission dominantes sont représentées par des raies d'azote et d'hélium (étoiles WN) de type *tardif* (étoiles WNL, pour *Late-type WN stars*)).

Notons que Rauw et al. (1999) ont constaté des modifications de la largeur équivalente de la raie en émission He II 4686, cela pouvant être dû à un effet d’occultation de la zone d’émission, différent de l’occultation liée aux éclipses. Ces fluctuations de la largeur équivalente semblent indiquer que le rayonnement est issu d’une région précédant de peu la secondaire le long de son orbite.

Le modèle proposé par Kennedy et al. (2010) assigne au système binaire un taux de perte de masse global de $3.4 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$, semblable à ceux des étoiles Wolf-Rayet. Cette valeur peut se déduire d’une étude du flux radio (voir ci-dessous). En effet, en faisant les hypothèses d’un vent stellaire de température 10 000 K, dont la charge moyenne des ions le composant est égale à 1, d’une masse moléculaire moyenne valant 1.5, d’une proportion ion/électron égale à 1, et en supposant en outre que toute l’émission thermique est issue du vent stellaire du système binaire, le flux de 2.5 mJy à la fréquence de 4.8 GHz fournit un taux de perte de masse valant

$$\dot{M} = 3.4 \times 10^{-5} \times \left(\frac{v_{\infty}}{1500 \text{ km s}^{-1}} \right) \left(\frac{d}{1.7 \text{ kpc}} \right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{F}} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$$

où v_{∞} est la vitesse terminale du vent, F le facteur de remplissage volumique et d la distance à la source. À partir de l’étude de la composante en absorption du profil P Cygni (voir FIGURE 3.1 pour une explication de la formation d’un profil de raie P Cygni) de la raie He I 1.083 μm , il a été trouvé que la valeur de 1500 km s⁻¹ pour la vitesse terminale du vent semble être la plus appropriée. La valeur du taux de perte de masse calculée grâce à cette formule est en accord avec d’autres valeurs obtenues pour le système binaire de Cyg OB2 #5. En effet, à partir de raies ultraviolettes, une valeur de $3.3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ a été déduite (Howarth & Prinja 1989) alors qu’une valeur de $2.5 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ a été suggérée lors d’observations dans le domaine infrarouge (Persi et al. 1990). De plus, à partir du flux radio mesuré à 43 GHz, une valeur de $(3.7 \pm 1.3) \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ a été déduite (Contreras et al. 1996). Cependant, ces méthodes surestiment le taux de perte de masse dans le cas où le vent stellaire est constitué de structures de densité (*clumps*), comme cela semble être le cas de toutes les étoiles massives. Linder et al. (2009) ont quant à eux obtenu, à partir de l’observation de la variation de la période (qui ne dépend pas de la distance ni des structures de densité), la valeur de $(2.1 \pm 0.6) \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ pour le système binaire.

L’émission radio de ce système binaire fluctue sur une période de (6.7 ± 0.3) ans (Kennedy et al. 2010) entre un *état inférieur de flux* de ~ 2.5 mJy à 4.8 GHz associé à un indice spectral de valeur 0.60 ± 0.04 , en accord avec un rayonnement thermique issu des vents du système binaire, et un *état supérieur* de ~ 8 mJy à 4.8 GHz lié à un indice spectral de valeur 0.24 ± 0.01 . Ce dernier indice spectral semble être dû à la *superposition* d’une composante non-thermique à la composante thermique relative aux vents du système binaire. La présence de ce composant non-thermique ainsi que la valeur de la période de variation peuvent aisément s’expliquer s’il existe une troisième étoile, en orbite excentrique autour du système binaire (voir FIGURE 5.3). L’émission non-thermique trouverait son origine dans une collision entre le vent de la troisième composante et la combinaison des vents de la binaire. Des modèles récents (Kennedy et al. 2010 ; voir TABLE 5.9) montrent que les variations de cette émission radio seraient alors dues à un changement dans la densité du plasma de la zone en collision, qui serait liée à une séparation variable entre le système binaire et la troisième étoile. Étant donné la valeur élevée de la période, et donc la grande séparation orbitale, une région à collision de vents entre ces deux objets devrait être adiabatique. Une étude des vitesses radiales semble confirmer ce scénario. En effet, la vitesse du centre de masse du système binaire varie, reflétant son mouvement de rotation autour du centre de masse du système global incluant la troisième étoile (voir ANNEXE A). Cette analyse permet d’établir la valeur de $23_{-14}^{+22} M_{\odot}$ pour la masse de cette étoile, pouvant être associée à une étoile O *tardive* ou B *précoce* en orbite autour du système binaire et possédant un vent stellaire suffisamment important (Kennedy et al. 2010).

En outre, une quatrième composante a été découverte à proximité (Herbig 1967). Sa magnitude est supérieure à celle associée au système binaire de trois à quatre unités et son type spectral a récemment été évalué à B0–2 V. Des études dans le domaine visible révèlent également qu’elle se trouve à $(0.98 \pm 0.06)''$ vers le nord-est à un angle de position (voir CHAPITRE 1 pour une définition) de $(61 \pm 7)^{\circ}$ (Contreras et al. 1997), valeurs confirmées par Hipparcos $(0.948 \pm 0.04)''$ à un angle de position de $54 \pm 4^{\circ}$. Des observations radio menées par Contreras et al. (1997) montrent la présence d’une source de forme allongée, se trouvant entre le système triple et cette quatrième étoile. Grâce à des observations réalisées par le radiotélescope *Very Large Array* (VLA), Kennedy et al. (2010) ont dévoilé une forme en « croissant de Lune » (voir « NT 2 » sur la FIGURE 5.3) et la nature non-thermique de cette émission, qui est de plus constante. Il s’agirait donc

d'une émission radio due à une collision entre les vents du système triple et de la quatrième étoile. Le taux de perte de masse de ce quatrième objet peut être déduit de l'équilibre dynamique entre les vents : $(0.5 - 6.1) \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$. Cette valeur est un ordre de magnitude supérieur à celui attendu pour une étoile B naine mais est compatible avec celui d'une étoile O *tardive*/B *précoce* supergéante.

Historiquement, l'émission X provenant de Cyg OB2 #5 a pour la première fois été remarquée par l'observatoire Einstein en décembre 1978, lors d'un calibrage en vol utilisant Cyg X-3 (voir FIGURE 2.6). Cependant, l'origine exacte de la source de rayons X n'est pas déterminée. Une fluctuation du rayonnement X a été détectée, mais l'analyse de Linder et al. (2009) révèle qu'aucune variation du flux X au voisinage des phases correspondantes aux éclipses n'a été décelée, ce qui est favorable à l'hypothèse selon laquelle la région émettrice de rayons X doit être de dimensions beaucoup plus importantes que celles des étoiles composant le système binaire. Cela semble attendu pour une émission associée à la collision de vents stellaires (citons les cas de WR20a et WR147) et la question de savoir si l'émission X associée à Cyg OB2 #5 résulte d'une telle collision se pose alors. Il est à noter que pour une distance de 1.7 kpc associée à Cyg OB2 #5, Linder et al. (2009) ont depuis déterminé que la luminosité X dans le domaine énergétique $[0.4 - 10.0] \text{ keV}$ s'élève à $L_X = 1.5 L_{\odot}$, ce qui suggère une légère surluminosité : la valeur $\log \left(\frac{L_X}{L_{\text{BOL}}} \right) = -6.39$ est en effet plus élevée que la valeur typique des étoiles de type spectral O (voir CHAPITRE 3). À ce jour, aucune modulation certaine du rayonnement X avec la phase orbitale n'a pu être établie, du moins avec celle du système binaire interne. Une modulation de la densité de la colonne associée au vent entre les phases 0.0 et 0.5 a été suggérée par Linder et al. (2009) dans le but d'expliquer la composante dure du spectre, mais cette modulation n'a pas été détectée avec certitude, et demande donc confirmation.

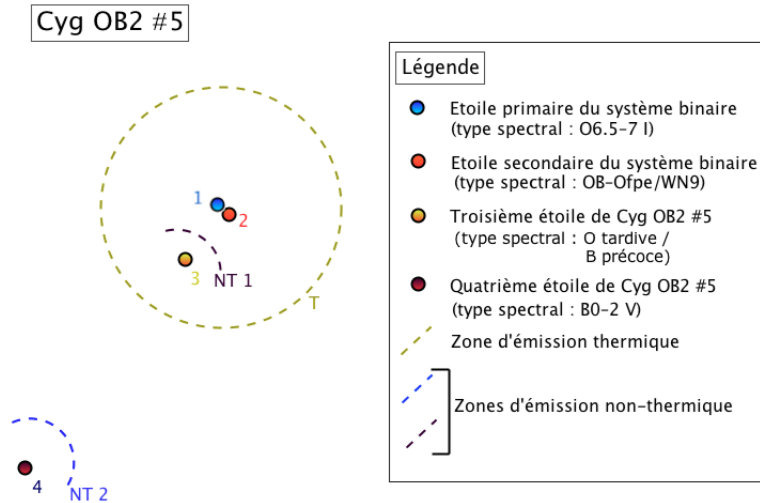


FIGURE 5.3 – Illustration du système quadruple Cyg OB2 #5.

Calcul des phases relatives aux différentes observations utilisées

Pour comprendre la physique du système, il est indispensable d'étudier les résultats obtenus en fonction de la phase orbitale.

Comme mentionné dans la SECTION 5.2, deux périodes caractérisent le système Cyg OB2 #5 : 6.598055 jours et 6.7 ans, respectivement associées au système binaire et à celui formé par celui-ci et la troisième étoile de Cyg OB2 #5. Les valeurs des phases associées à la première période ont été obtenues grâce aux formules (5.3, Linder et al. 2009) et

$$P = P_0 + \dot{P} \times (\text{HJD} - T_0)$$

où P est la période, $P_0 = 6.597858$ jours, \dot{P} est le taux de variation temporelle de la période et T_0 une époque au périastre : $T_0 = 2440413.796$, tandis que les phases relatives à la période de 6.7 ans ont été déterminées en considérant $T_0(\text{JD}) = 2453836.500$ (modèle favori de Kennedy et al. (2010), voir page 91). Les valeurs obtenues sont retranscrites dans la TABLE 5.2. Dans ce tableau, la troisième colonne rappelle les

appellations des diverses observations présentées dans l'ANNEXE D. Notons qu'une observation¹³, que nous appellerons « 7000 » et réalisée par le satellite Swift, est en réalité un « regroupement » de deux observations (d'identifiants 00032767001 et 00032767002). La quatrième colonne indique les dates de milieu d'observation, les incertitudes des valeurs de cette colonne étant égales à la moitié des durées d'observation, tandis que les cinquième et sixième colonnes recensent les phases respectivement associées aux périodes de ~ 6.6 jours et 6.7 ans.

En plus des observations individuelles de Swift, la date moyenne de l'ensemble des observations a été calculée : en effet, toutes les observations individuelles ont été réalisées durant la même année et possèdent donc des phases comparables pour la période de 6.7 ans. Il en va de même pour les observations ROSAT : les dates et phases des quatre subdivisions sont utilisées pour la période courte, de ~ 6.6 jours, mais la totalité de l'observation est considérée pour la période longue, de ~ 6.7 ans.

		Appellation de l'observation	JD – 2400000	Phases pour les périodes de	
				~ 6.598 jours	6.7 ans
Satellite spatial	XMM-Newton	0896	$53308.579^{+0.121}_{-0.121}$	0.354	0.784
		0901	$53318.558^{+0.133}_{-0.133}$	0.867	0.788
		0906	$53328.543^{+0.145}_{-0.145}$	0.380	0.792
		0911	$53338.505^{+0.133}_{-0.133}$	0.890	0.796
		1353	$54220.355^{+0.184}_{-0.184}$	0.541	0.157
		1355	$54224.170^{+0.191}_{-0.191}$	0.120	0.159
		2114	$55738.254^{+0.172}_{-0.172}$	0.591	0.778
	Swift	4001	$55571.619^{+0.107}_{-0.107}$	0.337	/
		4002	$55655.836^{+0.144}_{-0.144}$	0.100	/
		4003	$55700.082^{+0.109}_{-0.109}$	0.806	/
		4004	$55743.839^{+0.308}_{-0.308}$	0.438	/
		4005	$55842.169^{+0.510}_{-0.510}$	0.340	/
		Regroupement Swift	$55702.709^{+139.46}_{-131.09}$	/	0.763
		7000	$56380.658^{+0.421}_{-0.259}$	0.965	0.040
	ROSAT	200109	$48368.064^{+0.137}_{-0.137}$	0.570	0.764
		900314	$49109.312^{+2.277}_{-2.277}$	/	0.067
		900314 : 1/4	$49107.150^{+0.116}_{-0.116}$	0.586	/
		900314 : 2/4	$49109.465^{+0.311}_{-0.311}$	0.937	/
		900314 : 3/4	$49110.275^{+0.547}_{-0.547}$	0.060	/
		900314 : 4/4	$49111.201^{+0.476}_{-0.476}$	0.200	/

TABLE 5.2 – Dates des diverses observations utilisées dans ce travail, et phases associées pour les périodes de ~ 6.598 jours et 6.7 ans. Notons que les phases relatives à cette dernière période ont été obtenues en considérant la valeur du temps de passage au périastre du modèle $s = 0$ de Kennedy et al. (2010) (voir SECTION 5.2.2). Rappelons que les identifiants des observations correspondant aux appellations mentionnées dans ce tableau sont indiqués dans l'ANNEXE D.

13. Il s'agit de la nouvelle observation mentionnée à la SECTION 4.3 et à la page 92.

Analyse du comportement des taux de comptage des détecteurs EPIC pour les domaines d'énergie *mou* et *dur*

Les FIGURES 5.4 et 5.5 illustrent les variations des taux de comptage des détecteurs MOS1, MOS2 et pn en fonction de la phase, respectivement pour les périodes de ~ 6.6 jours et 6.7 ans, dans les domaines d'énergie $[0.5 - 2.0]$ keV et $[2.0 - 10.0]$ keV, respectivement dénommés ici domaines *mou* et *dur*. Le domaine dit *total* s'étendra alors de 0.5 à 10.0 keV.

Nous remarquons sur la FIGURE 5.4 que les variations des taux de comptage dans les domaines d'énergie *mou* et *dur* ne présentent aucune cohérence avec la période de ~ 6.6 jours, comme en témoigne la forte variation des taux de comptage entre les phases orbitales ~ 0.54 et ~ 0.59 .

A contrario, les observations sont plus organisées si l'on considère la période de 6.7 ans : nous observons une décroissance du taux de comptage enregistré par l'ensemble des détecteurs EPIC entre les phases ~ 0.16 et ~ 0.80 , tant dans le domaine *mou* que dans le domaine *dur*.

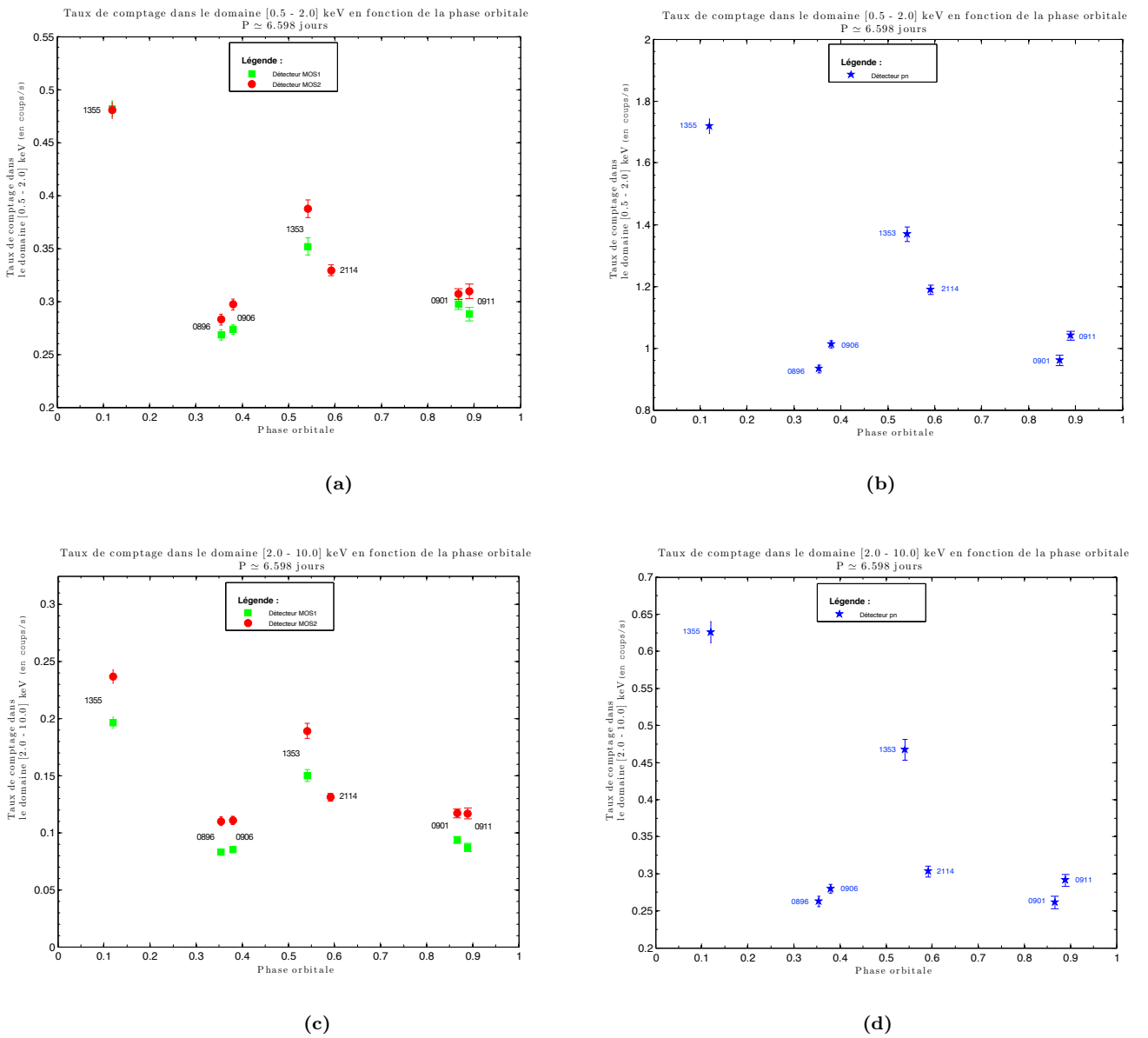
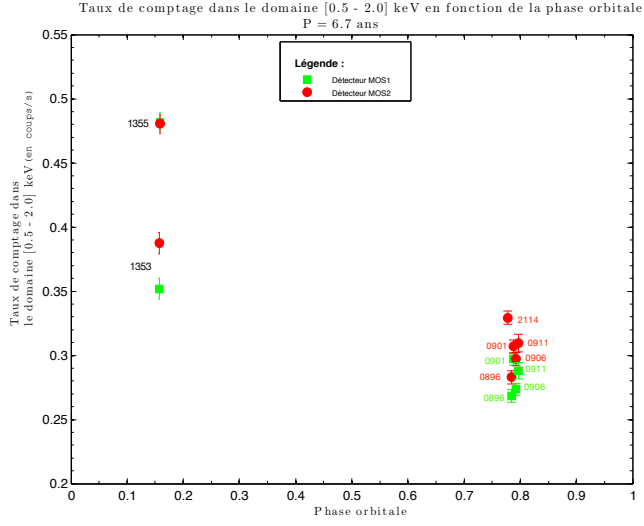
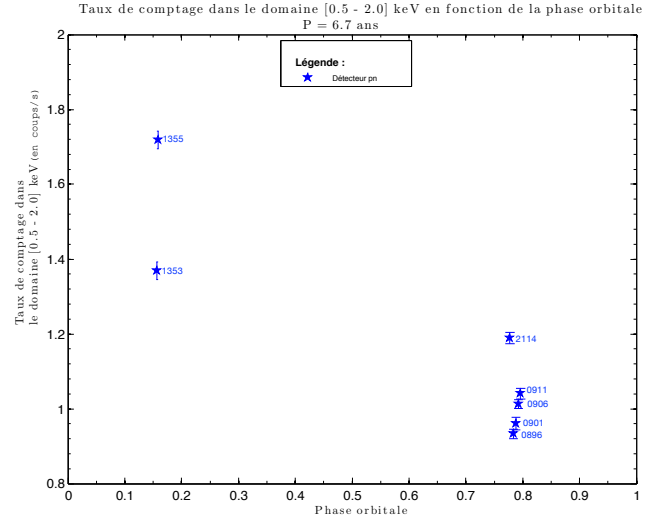


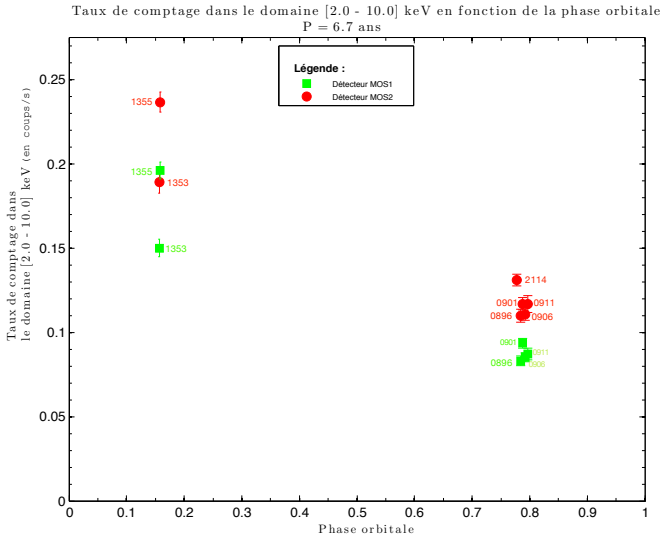
FIGURE 5.4 – Variations des taux de comptage associés à la source Cyg OB2 #5 en fonction de la phase orbitale, pour une période de ~ 6.598 jours, et enregistrés par les détecteurs MOS (à gauche) et pn (à droite) dans les domaines $[0.5 - 2.0]$ keV (*en haut*) et $[2.0 - 10.0]$ keV (*en bas*).



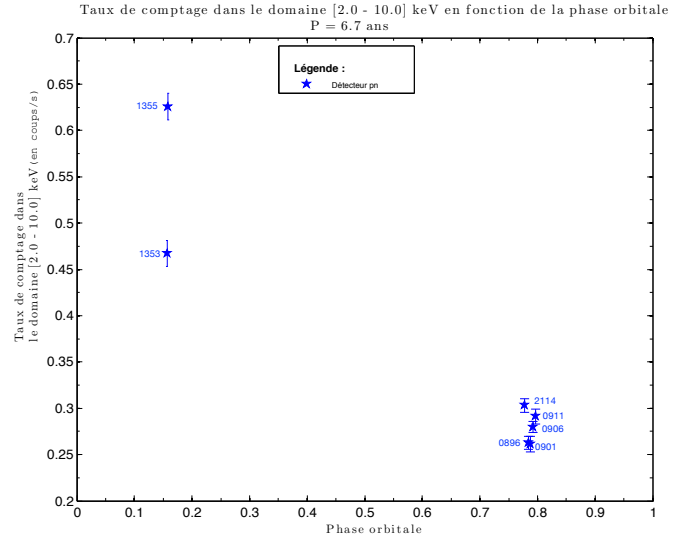
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 5.5 – Variations des taux de comptage associés à la source Cyg OB2 #5 en fonction de la phase orbitale, pour une période de ~ 6.7 ans, et enregistrés par les détecteurs MOS (à gauche) et pn (à droite) dans les domaines [0.5 - 2.0] keV (en haut) et [2.0 - 10.0] keV (en bas).

5.2.1 Résultats obtenus

5.2.1.1 Démarche adoptée

Des essais ont tout d'abord été menés afin de déterminer le nombre de composantes thermiques nécessaire pour représenter au mieux les spectres de Cyg OB2 #5 obtenus grâce aux différentes observations. L'utilisation d'un modèle ne comprenant qu'une seule composante thermique (i.e. une seule composante $apec$ dans l'équation (5.1)) ne permet pas d'obtenir un « chi carré réduit » χ^2_ν de faible valeur. D'autre part, un modèle à trois composantes thermiques n'apporte pas d'amélioration significative du χ^2_ν par rapport à un modèle à deux composantes thermiques, tant et si bien que ce dernier type de modèle a été adopté.

5.2.1.2 Résultats obtenus lorsque tous les paramètres du modèle sont laissés libres

Dans un premier temps, les températures, absorption supplémentaire et facteurs de normalisation ont été laissés libres. Nous ne considérerons ici que les observations caractérisées par un rapport signal-sur-bruit le plus élevé, c'est-à-dire les observations XMM-Newton. Deux couples de températures permettent d'obtenir de bons χ^2_ν :

$$\begin{aligned} \text{(1)} \quad kT_1 &\simeq 0.22 \text{ keV}, kT_2 \simeq 1.19 \text{ keV} \\ \text{et (2)} \quad kT_1 &\simeq 0.65 \text{ keV}, kT_2 \simeq 1.87 \text{ keV}. \end{aligned}$$

Les résultats obtenus sont retranscrits dans les TABLES 5.3 et 5.6¹⁴, la première ayant trait au premier couple de températures mentionné, tandis que la TABLE 5.6 est relative à la deuxième paire. Au sein des tableaux sont indiquées les χ^2_ν obtenus pour chacune des observations XMM-Newton ainsi que le nombre de degrés de liberté associé aux ajustements¹⁵. Les parties inférieures de ces tableaux reprennent les valeurs des flux observés mais également des flux corrigés de l'absorption par le milieu interstellaire, dans les domaines d'énergie *total*, *mou* et *dur*. Les températures changent peu d'une observation à l'autre, comme le montre la FIGURE 5.6 pour la première paire.

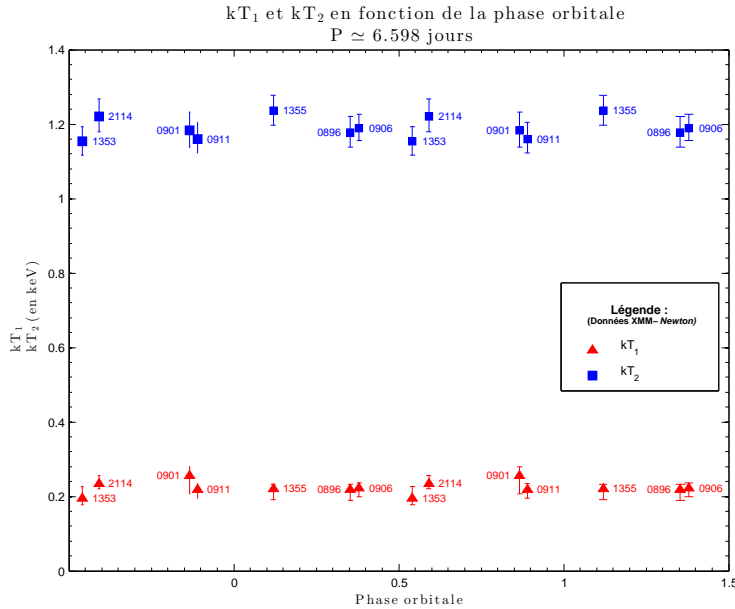


FIGURE 5.6 — Températures obtenues à la suite d'ajustements de spectres XMM-Newton lorsque les paramètres ne sont pas contraints, en fonction de la phase orbitale pour une période de ~ 6.598 jours. Nous remarquons que les températures sont faiblement dispersées autour de deux valeurs : 0.223 keV et 1.189 keV.

14. Les deux paires de températures sont en réalité des moyennes des valeurs des températures retranscrites dans les TABLES 5.3 et 5.6. Notons que la structure de ces tableaux sera analogue pour ceux figurant dans les SECTIONS 5.3 et 5.4, respectivement dédiés aux objets Cyg OB2 #8A et #12.

15. Ce nombre de degrés de liberté est égal au nombre de *bins* de données diminué du nombre de paramètres libres.

5.2.1.3 Résultats obtenus lorsque les températures sont fixées

Étant donné les faibles changements en température, nous les avons fixées aux valeurs indiquées ci-dessus, ce qui nous a permis d'obtenir les résultats retranscrits dans les TABLES 5.4 et 5.7.

Nous observons alors sur la FIGURE 5.7 que les valeurs du rapport $\frac{norm_1}{norm_2}$ (les indices « 1 » et « 2 » se référant respectivement aux première et deuxième composantes d'émission du modèle utilisé pour représenter au mieux les spectres) sont faiblement dispersées autour de la valeur 14.925 pour le couple de températures $kT_1 \simeq 0.22$ keV et $kT_2 \simeq 1.19$ keV, et autour de la valeur 4.033 pour le couple $kT_1 \simeq 0.65$ keV et $kT_2 \simeq 1.87$ keV. Étant donné que les données Swift et ROSAT sont caractérisées par de faibles rapports signal-sur-bruit, nous avons décidé de fixer également cette valeur du rapport $\frac{norm_1}{norm_2}$ (donc de fixer la forme globale du spectre émis) lors des ajustements de spectres en provenance de ces deux observatoires.

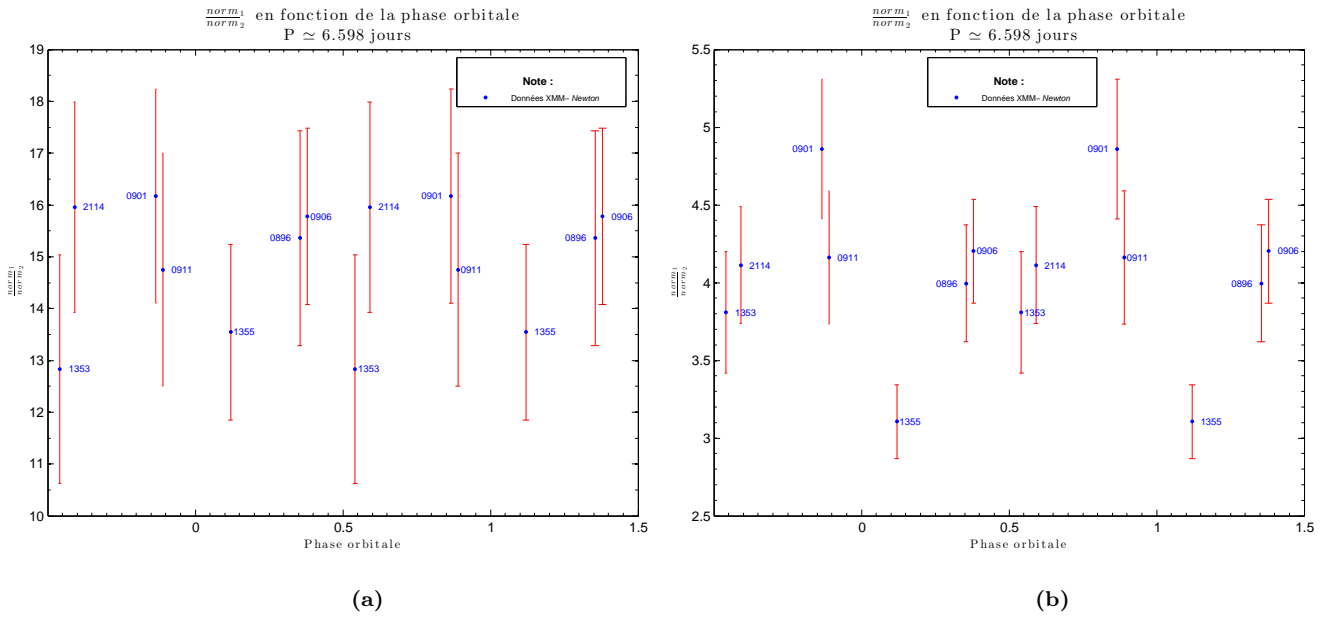


FIGURE 5.7 – Valeurs du rapport $\frac{norm_1}{norm_2}$ respectivement pour (a) la première et (b) deuxième paire de température lorsque ces températures sont fixées.

5.2.1.4 Résultats obtenus lorsque les températures, ainsi que le rapport $\frac{norm_1}{norm_2}$ sont fixés

Les TABLES 5.5 et 5.8 présentent les résultats obtenus pour les six observations Swift ainsi que les deux observations ROSAT, lorsque les températures et le rapport $\frac{norm_1}{norm_2}$ sont fixés. Les résultats obtenus avec les deux couples de température montrent des variations similaires. Nous n'illustrons donc ici que le cas de la première paire. Les FIGURES 5.8 et 5.9 illustrent les variations de l'absorption supplémentaire en fonction des périodes de ~ 6.6 jours et 6.7 ans. De plus, les variations des flux observés et corrigés de l'absorption par le milieu interstellaire dans les domaines d'énergie *mou* et *dur* en fonction de la phase, pour les périodes de ~ 6.6 jours et 6.7 ans, sont respectivement illustrées sur les FIGURES 5.10 et 5.11.

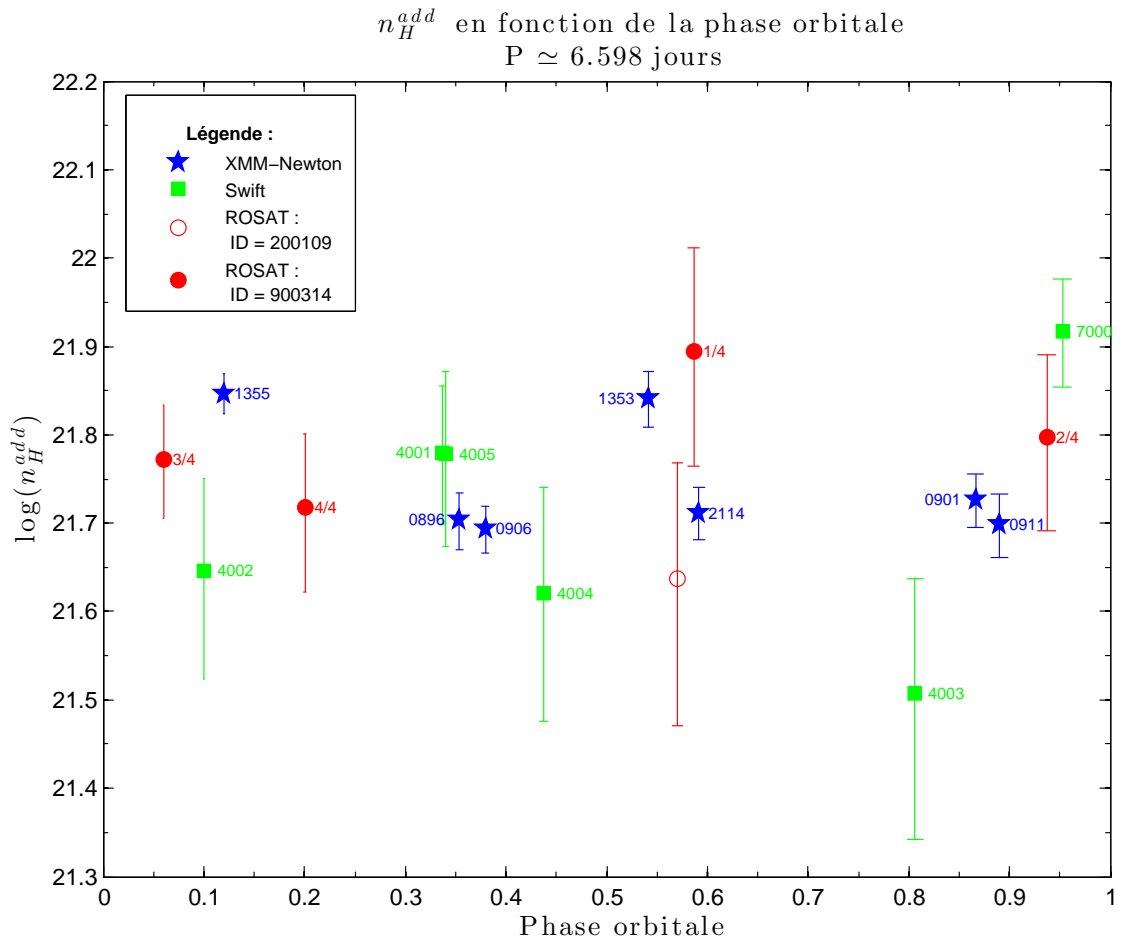


FIGURE 5.8 – Valeurs de la seconde composante d’absorption en fonction de la phase (pour une période de ~ 6.598 jours). Ces valeurs ont été obtenues en fixant les températures aux valeurs $kT_1 = 0.223$ keV et $kT_2 = 1.189$ keV pour l’ensemble des observations, ainsi qu’en fixant le rapport $\frac{norm_1}{norm_2}$ à la valeur 14.925 pour les observations Swift et ROSAT. Du fait que la durée de ~ 6.598 jours est non négligeable vis-à-vis de la durée de l’observation ROSAT dont l’identifiant est 900314 (~ 2.28 jours), cette observation a été « scindée » en quatre observations (notées $i/4$, avec $i = 1, 2, 3, 4$).

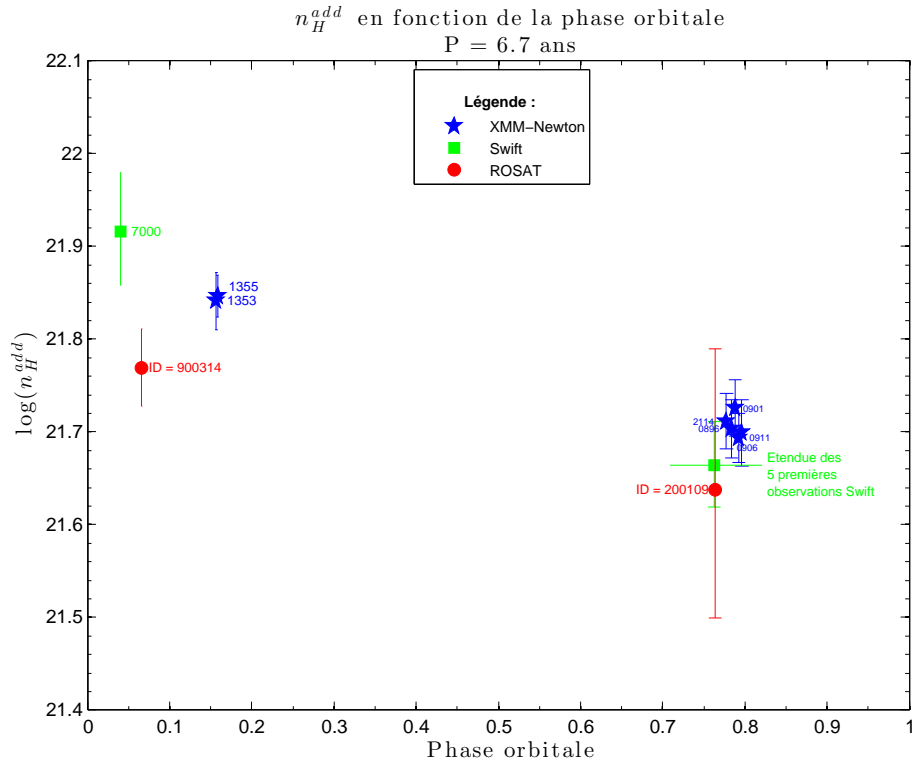
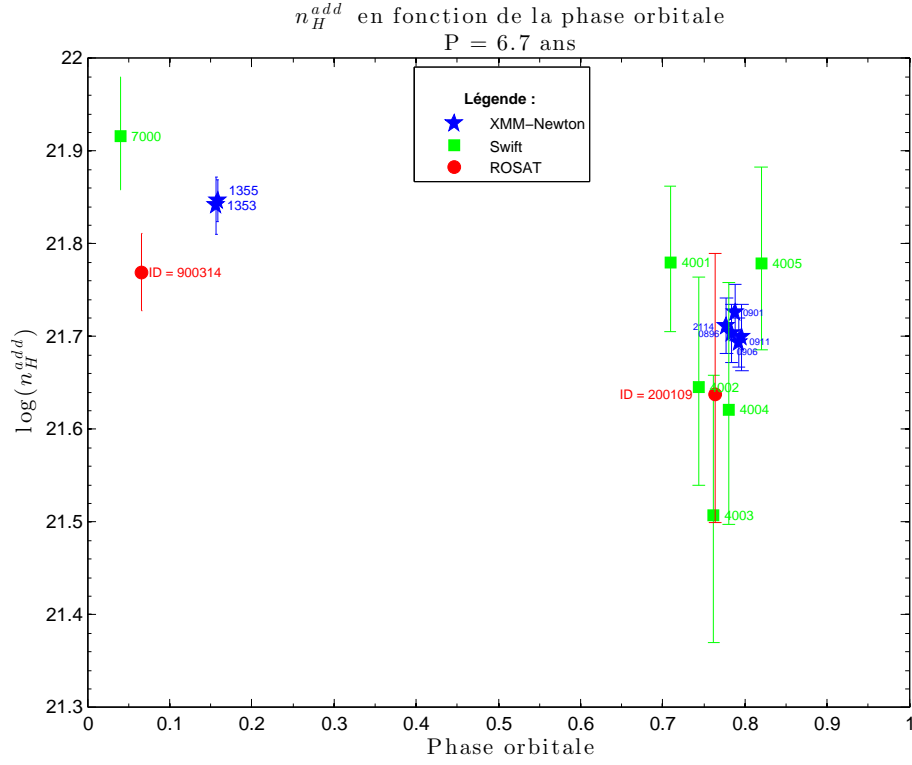


FIGURE 5.9 – Valeurs de la seconde composante d’absorption en fonction de la phase (pour une période de 6.7 ans). Ces valeurs ont été obtenues en fixant les températures aux valeurs $kT_1 = 0.223$ keV et $kT_2 = 1.189$ keV pour l’ensemble des observations, ainsi qu’en fixant le rapport $\frac{n_{H1}^{norm}}{n_{H2}^{norm}}$ à la valeur 14.925 pour les observations Swift et ROSAT. La sous-figure (a) illustre les résultats obtenus pour les observations Swift individuelles, tandis qu’un « groupement » des cinq premières observations Swift a été réalisé pour la sous-figure (b).

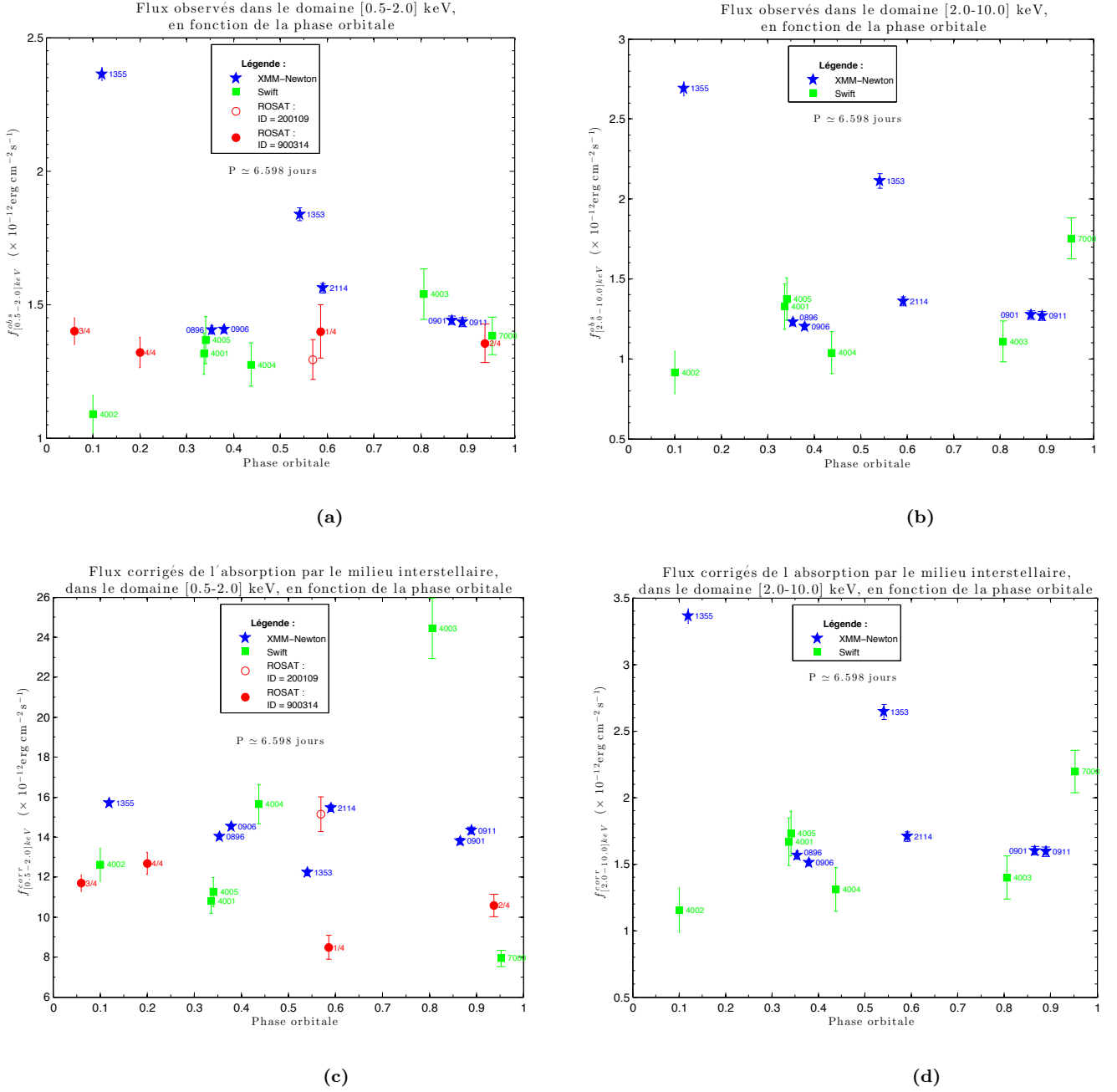
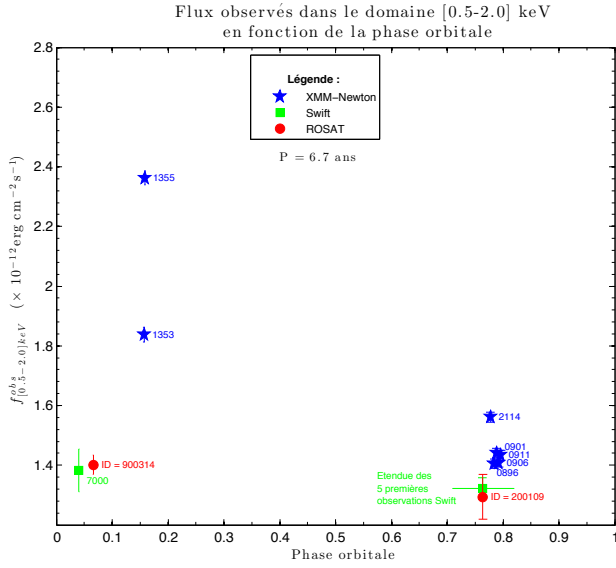
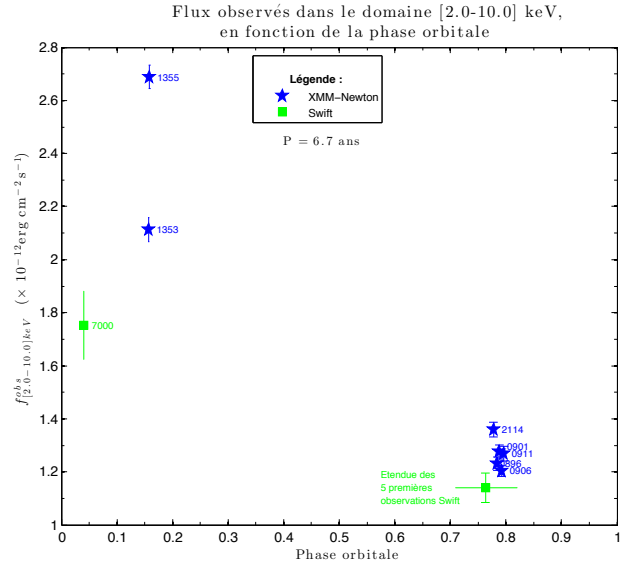


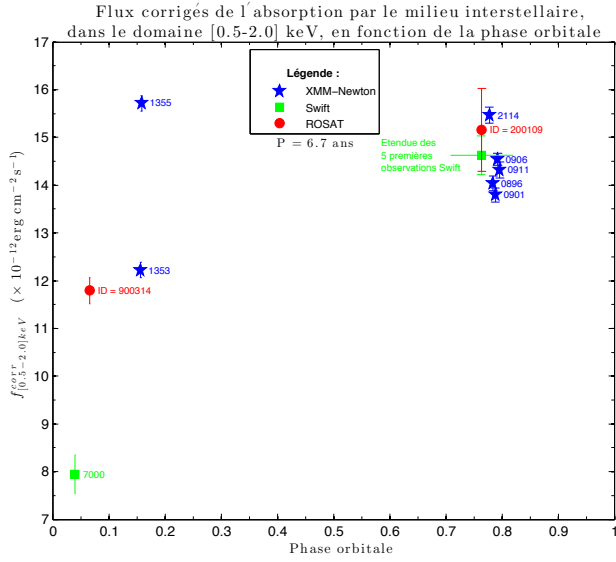
FIGURE 5.10 – Flux observés (*en haut*) et corrigés de l'absorption par le milieu interstellaire (*en bas*), en fonction de la phase orbitale, pour une période de ~ 6.598 jours. Les sous-figures de gauche correspondent au domaine d'énergie [0.5 – 2.0] keV, et celles de droites correspondent au domaine [2.0 – 10.0] keV.



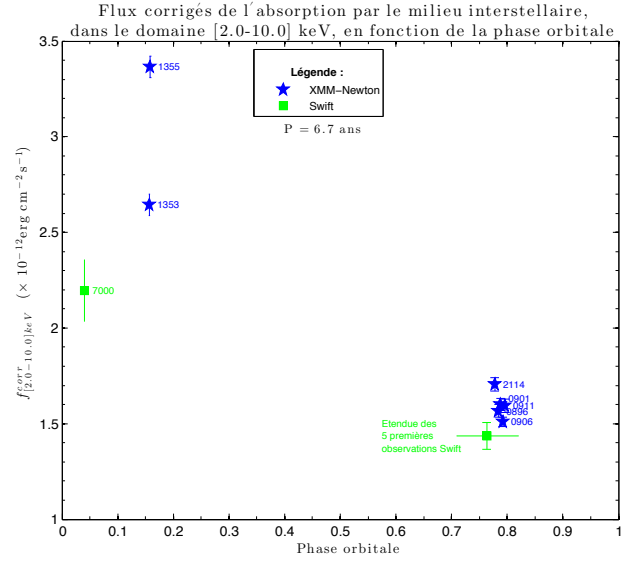
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 5.11 — Idem que la FIGURE 5.10, pour une période de 6.7 ans.

Cyg OB2 #5

Paramètres laissés libres (1)

	Numéro de révolution	Phases pour les périodes de ~ 6.6 jours	Phases pour les périodes de ~ 6.7 ans	$n_{\text{H}}^{\text{add}}$ ($\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)	kT ₁ (keV)	kT ₂ (keV)	norm ₁ ($\times 10^{-2} \text{ cm}^{-5}$)	norm ₂ ($\times 10^{-3} \text{ cm}^{-5}$)	χ^2_{ν} (d.d.l.)
Satellite spatial <i>XMM-Newton</i>	0896	0.354	0.784	$0.52^{+0.05}_{-0.04}$	$0.218^{+0.015}_{-0.029}$	$1.177^{+0.044}_{-0.038}$	$10.8^{+1.0}_{-3.1}$	$6.34^{+0.39}_{-0.43}$	1.37 (321)
	0901	0.867	0.788	$0.49^{+0.04}_{-0.04}$	$0.260^{+0.023}_{-0.048}$	$1.184^{+0.037}_{-0.045}$	$5.81^{+3.56}_{-0.95}$	$5.78^{+0.68}_{-0.43}$	1.68 (325)
	0906	0.380	0.792	$0.50^{+0.04}_{-0.04}$	$0.223^{+0.014}_{-0.024}$	$1.191^{+0.037}_{-0.034}$	$9.56^{+6.04}_{-2.31}$	$6.01^{+0.37}_{-0.34}$	1.30 (361)
	0911	0.890	0.796	$0.51^{+0.05}_{-0.05}$	$0.218^{+0.016}_{-0.024}$	$1.160^{+0.045}_{-0.037}$	$10.4^{+7.0}_{-3.2}$	$6.64^{+0.35}_{-0.47}$	1.25 (297)
	1353	0.541	0.157	$0.71^{+0.06}_{-0.06}$	$0.196^{+0.030}_{-0.018}$	$1.154^{+0.040}_{-0.037}$	$24.1^{+19.3}_{-11.5}$	$11.2^{+0.7}_{-0.8}$	1.27 (300)
	1355	0.120	0.159	$0.71^{+0.05}_{-0.04}$	$0.220^{+0.013}_{-0.029}$	$1.237^{+0.040}_{-0.039}$	$22.2^{+20.3}_{-5.6}$	$13.6^{+0.9}_{-0.8}$	1.38 (376)
	2114	0.591	0.778	$0.50^{+0.04}_{-0.04}$	$0.234^{+0.022}_{-0.013}$	$1.221^{+0.046}_{-0.042}$	$9.24^{+3.11}_{-2.75}$	$6.51^{+0.44}_{-0.42}$	1.81 (245)

	Numéro de révolution	Phases pour les périodes de		Flux observés ($\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)			Flux corrigés ($\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)		
		~ 6.6 jours	~ 6.7 ans	Total	Mou	Dur	Total	Mou	Dur
Satellite spatial <i>XMM-Newton</i>	0896	0.354	0.784	$2.64^{+0.03}_{-0.03}$	$1.403^{+0.015}_{-0.015}$	$1.23^{+0.03}_{-0.03}$	$15.72^{+0.15}_{-0.15}$	$14.17^{+0.15}_{-0.15}$	$1.55^{+0.03}_{-0.03}$
	0901	0.867	0.788	$2.70^{+0.03}_{-0.03}$	$1.459^{+0.016}_{-0.016}$	$1.24^{+0.03}_{-0.03}$	$14.24^{+0.14}_{-0.14}$	$12.68^{+0.14}_{-0.14}$	$1.56^{+0.03}_{-0.03}$
	0906	0.380	0.792	$2.61^{+0.02}_{-0.02}$	$1.406^{+0.013}_{-0.013}$	$1.20^{+0.02}_{-0.02}$	$16.06^{+0.13}_{-0.13}$	$14.55^{+0.13}_{-0.13}$	$1.51^{+0.03}_{-0.03}$
	0911	0.890	0.796	$2.69^{+0.03}_{-0.03}$	$1.435^{+0.017}_{-0.017}$	$1.26^{+0.03}_{-0.03}$	$8.80^{+0.09}_{-0.09}$	$14.38^{+0.17}_{-0.17}$	$1.58^{+0.03}_{-0.03}$
	1353	0.541	0.157	$3.93^{+0.04}_{-0.04}$	$1.834^{+0.024}_{-0.024}$	$2.10^{+0.05}_{-0.05}$	$15.12^{+0.17}_{-0.17}$	$12.48^{+0.16}_{-0.16}$	$2.64^{+0.06}_{-0.06}$
	1355	0.120	0.159	$5.12^{+0.04}_{-0.04}$	$2.346^{+0.024}_{-0.024}$	$2.77^{+0.05}_{-0.05}$	$19.49^{+0.17}_{-0.17}$	$16.04^{+0.16}_{-0.16}$	$3.45^{+0.06}_{-0.06}$
	2114	0.591	0.778	$2.93^{+0.03}_{-0.03}$	$1.562^{+0.017}_{-0.017}$	$1.37^{+0.03}_{-0.03}$	$16.99^{+0.16}_{-0.16}$	$15.27^{+0.17}_{-0.17}$	$1.71^{+0.04}_{-0.04}$

TABLE 5.3 – Résultats des ajustements libres (1), pour Cyg OB2 #5. Notons que les *bins* relatifs aux énergies inférieures à 0.1 keV ont été ignorés. Ceci restera valable dans la suite de l'analyse de Cyg OB2 #5.

Cyg OB2 #5

Températures fixées : $kT_1 = 0.223$ keV, $kT_2 = 1.189$ keV (1)

	Appellation de l'observation	Phases pour les périodes de ~ 6.6 jours ~ 6.7 ans		n_H^{add} ($\times 10^{22}$ cm $^{-2}$)	norm1 ($\times 10^{-2}$ cm $^{-5}$)	norm2 ($\times 10^{-3}$ cm $^{-5}$)	χ^2 (d.d.l.)
		6.6 jours	6.7 ans				
Satellite spatial <i>XMM-Newton</i>	0896	0.354	0.784	0.51 $^{+0.04}_{-0.04}$	9.50 $^{+1.26}_{-1.21}$	6.19 $^{+0.18}_{-0.18}$	1.36 (323)
	0901	0.867	0.788	0.53 $^{+0.04}_{-0.04}$	10.4 $^{+1.4}_{-1.3}$	6.43 $^{+0.18}_{-0.18}$	1.71 (327)
	0906	0.380	0.792	0.49 $^{+0.03}_{-0.03}$	9.51 $^{+0.98}_{-0.98}$	6.02 $^{+0.15}_{-0.15}$	1.29 (363)
	0911	0.890	0.796	0.50 $^{+0.04}_{-0.04}$	9.42 $^{+1.42}_{-1.35}$	6.37 $^{+0.20}_{-0.20}$	1.24 (299)
	1353	0.541	0.157	0.69 $^{+0.05}_{-0.05}$	14.2 $^{+2.5}_{-2.3}$	11.1 $^{+0.3}_{-0.3}$	1.27 (302)
	1355	0.120	0.159	0.70 $^{+0.04}_{-0.04}$	19.1 $^{+2.4}_{-2.3}$	14.1 $^{+0.3}_{-0.3}$	1.40 (378)
	2114	0.591	0.778	0.52 $^{+0.04}_{-0.04}$	10.9 $^{+1.4}_{-1.3}$	6.83 $^{+0.20}_{-0.20}$	1.81 (247)
	4001	0.337	/	0.73 $^{+0.24}_{-0.24}$	15.3 $^{+11.3}_{-8.7}$	6.48 $^{+1.08}_{-0.11}$	0.71 (35)
	4002	0.100	/	0.56 $^{+0.26}_{-0.26}$	10.3 $^{+9.1}_{-6.8}$	4.29 $^{+0.89}_{-0.91}$	1.34 (29)
	4003	0.806	/	0.38 $^{+0.20}_{-0.22}$	9.89 $^{+7.42}_{-5.75}$	5.15 $^{+1.01}_{-1.03}$	0.97 (32)
Swift	4004	0.438	/	0.37 $^{+0.22}_{-0.20}$	6.29 $^{+5.88}_{-3.71}$	5.15 $^{+0.97}_{-0.92}$	0.75 (30)
	4005	0.340	/	0.53 $^{+0.26}_{-0.24}$	8.02 $^{+9.02}_{-5.71}$	7.07 $^{+1.20}_{-1.15}$	1.04 (33)
	Regroupement Swift	/	0.763	0.49 $^{+0.10}_{-0.10}$	9.37 $^{+3.22}_{-2.81}$	5.56 $^{+0.44}_{-0.44}$	1.13 (137)
	7000	0.965	0.040	0.71 $^{+0.29}_{-0.27}$	9.3 $^{+12.2}_{-7.6}$	9.35 $^{+1.15}_{-1.09}$	1.33 (50)

Appellation de l'observation	Phases pour les périodes de ~ 6.6 jours ~ 6.7 ans	Flux observés ($\times 10^{-12}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$)			Flux corrigés ($\times 10^{-12}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$)		
		Total	Mou	Dur	Total	Mou	Dur
Satellite spatial <i>XMM-Newton</i>	0896	2.64 $^{+0.03}_{-0.03}$	1.405 $^{+0.015}_{-0.015}$	1.23 $^{+0.03}_{-0.03}$	15.58 $^{+0.15}_{-0.15}$	14.04 $^{+0.15}_{-0.15}$	1.57 $^{+0.03}_{-0.03}$
	0901	2.72 $^{+0.03}_{-0.03}$	1.441 $^{+0.016}_{-0.016}$	1.28 $^{+0.03}_{-0.03}$	15.40 $^{+0.15}_{-0.15}$	13.80 $^{+0.15}_{-0.15}$	1.60 $^{+0.03}_{-0.03}$
	0906	2.61 $^{+0.02}_{-0.02}$	1.407 $^{+0.013}_{-0.013}$	1.20 $^{+0.02}_{-0.02}$	16.05 $^{+0.13}_{-0.13}$	14.54 $^{+0.13}_{-0.13}$	1.51 $^{+0.03}_{-0.03}$
	0911	2.70 $^{+0.03}_{-0.03}$	1.434 $^{+0.017}_{-0.017}$	1.27 $^{+0.03}_{-0.03}$	15.92 $^{+0.16}_{-0.16}$	14.32 $^{+0.17}_{-0.17}$	1.59 $^{+0.04}_{-0.04}$
	1353	3.95 $^{+0.04}_{-0.04}$	1.838 $^{+0.024}_{-0.024}$	2.11 $^{+0.05}_{-0.05}$	14.87 $^{+0.17}_{-0.17}$	12.22 $^{+0.16}_{-0.16}$	2.64 $^{+0.06}_{-0.06}$
	1355	5.05 $^{+0.04}_{-0.04}$	2.363 $^{+0.024}_{-0.024}$	2.69 $^{+0.05}_{-0.05}$	19.11 $^{+0.17}_{-0.17}$	15.71 $^{+0.16}_{-0.16}$	3.36 $^{+0.06}_{-0.06}$
	2114	2.92 $^{+0.03}_{-0.03}$	1.561 $^{+0.017}_{-0.017}$	1.36 $^{+0.03}_{-0.03}$	17.17 $^{+0.16}_{-0.16}$	15.47 $^{+0.17}_{-0.17}$	1.71 $^{+0.04}_{-0.04}$
	4001	2.61 $^{+0.13}_{-0.13}$	1.342 $^{+0.079}_{-0.079}$	1.26 $^{+0.13}_{-0.13}$	11.52 $^{+0.58}_{-0.58}$	9.94 $^{+0.59}_{-0.59}$	1.59 $^{+0.17}_{-0.17}$
	4002	1.98 $^{+0.12}_{-0.12}$	1.109 $^{+0.073}_{-0.073}$	0.87 $^{+0.13}_{-0.13}$	12.27 $^{+0.72}_{-0.72}$	11.27 $^{+0.74}_{-0.74}$	1.09 $^{+0.16}_{-0.16}$
	4003	2.62 $^{+0.14}_{-0.14}$	1.550 $^{+0.092}_{-0.092}$	1.07 $^{+0.12}_{-0.12}$	24.25 $^{+1.30}_{-1.30}$	22.91 $^{+1.41}_{-1.41}$	1.35 $^{+0.16}_{-0.16}$
Swift	4004	2.33 $^{+0.13}_{-0.13}$	1.268 $^{+0.080}_{-0.080}$	1.06 $^{+0.13}_{-0.13}$	17.63 $^{+0.98}_{-0.98}$	16.30 $^{+1.03}_{-1.03}$	1.34 $^{+0.17}_{-0.17}$
	4005	2.76 $^{+0.15}_{-0.15}$	1.357 $^{+0.088}_{-0.088}$	1.41 $^{+0.14}_{-0.14}$	13.53 $^{+0.72}_{-0.72}$	11.76 $^{+0.76}_{-0.76}$	1.77 $^{+0.17}_{-0.17}$
	Regroupement Swift	2.45 $^{+0.06}_{-0.06}$	1.338 $^{+0.037}_{-0.037}$	1.12 $^{+0.06}_{-0.06}$	15.72 $^{+0.43}_{-0.43}$	14.33 $^{+0.41}_{-0.41}$	1.42 $^{+0.07}_{-0.07}$
	7000	3.16 $^{+0.13}_{-0.13}$	1.372 $^{+0.073}_{-0.073}$	1.79 $^{+0.13}_{-0.13}$	10.60 $^{+0.44}_{-0.44}$	8.39 $^{+0.43}_{-0.43}$	2.24 $^{+0.16}_{-0.16}$

TABLE 5.4 – Résultats des ajustements lorsque les températures sont fixées (1), pour Cyg OB2 #5.

Cyg OB2 #5

Températures fixées : $kT_1 = 0.223$ keV, $kT_2 = 1.189$ keV (1)
 Rapport $\frac{\text{norm}_1}{\text{norm}_2}$ fixé à la valeur 14.925

Appellation de l'observation	Phases pour les périodes de ~ 6.6 jours	n_H^{odd} ($\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)	norm_1 ($\times 10^{-2} \text{ cm}^{-5}$)	χ^2 (d.d.l.)
Satellite spatial	4001	0.337	$10.1^{+1.5}_{-1.4}$	0.71 (36)
	4002	0.100	$6.69^{+1.18}_{-1.11}$	1.32 (30)
	4003	0.806	$7.91^{+1.34}_{-1.23}$	0.95 (33)
	4004	0.438	$7.57^{+1.42}_{-1.29}$	0.73 (31)
	4005	0.340	$10.4^{+1.8}_{-1.6}$	1.02 (34)
Regroupement Swift	/	0.763	$8.39^{+0.60}_{-0.58}$	1.13 (138)
	0.965	0.040	$13.9^{+1.8}_{-1.7}$	1.31 (51)
	200109	0.570	$7.90^{+2.36}_{-1.89}$	1.01 (33)
	900314	/	$10.5^{+1.1}_{-1.0}$	1.08 (125)
	900314 : 1/4	0.586	$14.0^{+5.5}_{-3.9}$	1.22 (20)
ROSAT	900314 : 2/4	0.937	$10.6^{+2.8}_{-2.3}$	0.88 (35)
	900314 : 3/4	0.060	$11.4^{+1.7}_{-1.5}$	1.27 (68)
	900314 : 4/4	0.200	$8.61^{+1.80}_{-1.54}$	1.00 (54)

Appellation de l'observation	Phases pour les périodes de ~ 6.6 jours	Flux observés ($\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)			Flux corrigés ($\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)		
		Total	Mou	Dur	Total	Mou	Dur
Satellite spatial	4001	$2.64^{+0.14}_{-0.14}$	$1.32^{+0.08}_{-0.08}$	$1.33^{+0.14}_{-0.14}$	$12.5^{+0.6}_{-0.6}$	$10.8^{+0.6}_{-0.6}$	$1.67^{+0.18}_{-0.18}$
	4002	$2.00^{+0.12}_{-0.12}$	$1.09^{+0.07}_{-0.07}$	$0.91^{+0.13}_{-0.13}$	$13.8^{+0.8}_{-0.8}$	$12.6^{+0.8}_{-0.8}$	$1.15^{+0.17}_{-0.17}$
	4003	$2.65^{+0.14}_{-0.14}$	$1.54^{+0.10}_{-0.10}$	$1.11^{+0.13}_{-0.13}$	$25.9^{+1.4}_{-1.4}$	$24.5^{+1.5}_{-1.5}$	$1.40^{+0.16}_{-0.16}$
	4004	$2.31^{+0.13}_{-0.13}$	$1.28^{+0.08}_{-0.08}$	$1.04^{+0.13}_{-0.13}$	$17.0^{+0.9}_{-0.9}$	$15.7^{+1.0}_{-1.0}$	$1.31^{+0.17}_{-0.17}$
	4005	$2.74^{+0.15}_{-0.15}$	$1.37^{+0.09}_{-0.09}$	$1.38^{+0.13}_{-0.13}$	$13.0^{+0.7}_{-0.7}$	$11.3^{+0.7}_{-0.7}$	$1.73^{+0.17}_{-0.17}$
Regroupement Swift	/	$2.46^{+0.06}_{-0.06}$	$1.32^{+0.04}_{-0.04}$	$1.14^{+0.06}_{-0.06}$	$16.0^{+0.4}_{-0.4}$	$14.6^{+0.4}_{-0.4}$	$1.43^{+0.07}_{-0.07}$
	0.763	$3.14^{+0.13}_{-0.13}$	$1.38^{+0.07}_{-0.07}$	$1.75^{+0.13}_{-0.13}$	$10.1^{+0.4}_{-0.4}$	$7.94^{+0.41}_{-0.41}$	$2.20^{+0.16}_{-0.16}$
	0.040	/	/	/	/	/	/
	0.965	/	/	/	/	/	/
	200109	$1.27^{+0.07}_{-0.07}$	$1.40^{+0.03}_{-0.03}$	/	/	$14.3^{+0.8}_{-0.8}$	/
ROSAT	900314	/	/	/	/	$11.8^{+0.3}_{-0.3}$	/
	900314 : 1/4	/	/	/	/	$8.19^{+0.60}_{-0.60}$	/
	900314 : 2/4	/	/	/	/	$10.6^{+0.6}_{-0.6}$	/
	900314 : 3/4	/	/	/	/	$12.4^{+0.4}_{-0.4}$	/
	900314 : 4/4	/	/	/	/	$14.1^{+0.6}_{-0.6}$	/

TABLE 5.5 – Résultats des ajustements lorsque les températures et le rapport $\frac{\text{norm}_1}{\text{norm}_2}$ sont fixés (1), pour Cyg OB2 #5.

Cyg OB2 #5

Paramètres laissés libres (2)

Numéro de révolution	Phases pour les périodes de ~ 6.6 jours	n_H^{add} ($\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)	kT_1 (keV)	kT_2 (keV)	$norm_1$ ($\times 10^{-3} \text{ cm}^{-5}$)	$norm_2$ ($\times 10^{-3} \text{ cm}^{-5}$)	χ^2 (d.d.l.)
0896	0.354	0.21 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.769 $^{+0.026}_{-0.025}$	2.099 $^{+0.310}_{-0.214}$	7.71 $^{+0.64}_{-0.67}$	1.55 $^{+0.33}_{-0.31}$	1.44 (321)
0901	0.867	0.28 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.590 $^{+0.023}_{-0.022}$	1.579 $^{+0.107}_{-0.087}$	10.1 $^{+1.1}_{-1.0}$	2.84 $^{+0.33}_{-0.34}$	1.64 (325)
0906	0.380	0.24 $^{+0.02}_{-0.02}$	0.603 $^{+0.019}_{-0.018}$	1.871 $^{+0.128}_{-0.107}$	9.86 $^{+0.77}_{-0.75}$	2.21 $^{+0.23}_{-0.23}$	1.34 (361)
0911	0.890	0.24 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.603 $^{+0.030}_{-0.027}$	1.559 $^{+0.102}_{-0.085}$	8.62 $^{+1.11}_{-1.05}$	3.00 $^{+0.34}_{-0.35}$	1.36 (297)
1353	0.541	0.42 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.767 $^{+0.035}_{-0.033}$	2.148 $^{+0.410}_{-0.252}$	13.5 $^{+1.2}_{-1.3}$	2.67 $^{+0.67}_{-0.62}$	1.14 (300)
1355	0.120	0.42 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.601 $^{+0.023}_{-0.022}$	1.899 $^{+0.113}_{-0.097}$	19.6 $^{+1.7}_{-1.7}$	5.68 $^{+0.50}_{-0.51}$	1.33 (376)
2114	0.591	0.26 $^{+0.03}_{-0.03}$	0.607 $^{+0.022}_{-0.021}$	1.919 $^{+0.162}_{-0.131}$	11.2 $^{+1.0}_{-1.0}$	2.45 $^{+0.29}_{-0.30}$	1.72 (245)

Numéro de révolution	Phases pour les périodes de ~ 6.6 jours	Flux observés ($\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)			Flux corrigés ($\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)		
		Total	Mou	Dur	Total	Mou	Dur
0896	0.354	2.76 $^{+0.03}_{-0.03}$	1.413 $^{+0.015}_{-0.015}$	1.35 $^{+0.03}_{-0.03}$	13.84 $^{+0.13}_{-0.13}$	12.17 $^{+0.13}_{-0.13}$	1.67 $^{+0.03}_{-0.03}$
0901	0.867	2.77 $^{+0.03}_{-0.03}$	1.480 $^{+0.016}_{-0.016}$	1.29 $^{+0.03}_{-0.03}$	14.19 $^{+0.14}_{-0.14}$	12.59 $^{+0.14}_{-0.14}$	1.60 $^{+0.03}_{-0.03}$
0906	0.380	2.72 $^{+0.02}_{-0.02}$	1.433 $^{+0.013}_{-0.013}$	1.29 $^{+0.02}_{-0.02}$	13.81 $^{+0.11}_{-0.11}$	13.27 $^{+0.12}_{-0.12}$	1.59 $^{+0.03}_{-0.03}$
0911	0.890	2.75 $^{+0.03}_{-0.03}$	1.454 $^{+0.017}_{-0.017}$	1.30 $^{+0.03}_{-0.03}$	14.43 $^{+0.15}_{-0.15}$	12.81 $^{+0.15}_{-0.15}$	1.61 $^{+0.04}_{-0.04}$
1353	0.541	4.16 $^{+0.05}_{-0.05}$	1.883 $^{+0.025}_{-0.025}$	2.28 $^{+0.05}_{-0.05}$	14.71 $^{+0.16}_{-0.16}$	11.91 $^{+0.16}_{-0.16}$	2.80 $^{+0.06}_{-0.06}$
1355	0.120	5.41 $^{+0.05}_{-0.05}$	2.401 $^{+0.024}_{-0.024}$	3.01 $^{+0.05}_{-0.05}$	19.70 $^{+0.17}_{-0.17}$	16.04 $^{+0.16}_{-0.16}$	3.66 $^{+0.06}_{-0.06}$
2114	0.591	3.07 $^{+0.03}_{-0.03}$	1.593 $^{+0.017}_{-0.017}$	1.48 $^{+0.03}_{-0.03}$	16.13 $^{+0.15}_{-0.15}$	14.32 $^{+0.16}_{-0.16}$	1.81 $^{+0.04}_{-0.04}$

TABLE 5.6 – Résultats des ajustements libres (2), pour Cyg OB2 #5.

Cyg OB2 #5

Températures fixées : $kT_1 = 0.649$ keV, $kT_2 = 1.868$ keV (2)

	Appellation de l'observation	Phases pour les périodes de ~ 6.6 jours	n_H^{add} ($\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)	norm1 ($\times 10^{-3} \text{ cm}^{-5}$)	norm2 ($\times 10^{-3} \text{ cm}^{-5}$)	χ^2 (d.d.l.)
Satellite spatial	0896	0.354	0.784	0.23 $^{+0.02}_{-0.02}$	8.77 $^{+0.54}_{-0.54}$	1.48 (323)
	0901	0.867	0.788	0.28 $^{+0.02}_{-0.02}$	10.0 $^{+0.6}_{-0.5}$	1.68 (327)
	0906	0.380	0.792	0.22 $^{+0.02}_{-0.02}$	8.79 $^{+0.45}_{-0.44}$	1.37 (363)
	0911	0.890	0.796	0.24 $^{+0.03}_{-0.03}$	9.17 $^{+0.61}_{-0.61}$	1.40 (299)
	1353	0.541	0.157	0.44 $^{+0.03}_{-0.03}$	14.9 $^{+1.1}_{-1.1}$	1.19 (302)
	1355	0.120	0.159	0.40 $^{+0.02}_{-0.02}$	17.2 $^{+1.0}_{-1.0}$	1.36 (378)
	2114	0.591	0.778	0.24 $^{+0.02}_{-0.02}$	9.90 $^{+0.60}_{-0.59}$	1.75 (247)
	4001	0.337	/	0.33 $^{+0.15}_{-0.16}$	9.68 $^{+3.69}_{-3.53}$	0.73 (35)
	4002	0.100	/	0.27 $^{+0.16}_{-0.16}$	8.52 $^{+3.31}_{-3.09}$	1.21 (29)
	4003	0.806	/	~ 0	6.07 $^{+3.16}_{-1.24}$	1.12 (32)
Swift	4004	0.438	/	0.13 $^{+0.17}_{-0.13}$	6.97 $^{+3.37}_{-2.70}$	0.53 (30)
	4005	0.340	/	0.22 $^{+0.19}_{-0.20}$	7.43 $^{+3.83}_{-3.41}$	1.04 (33)
	Regroupement Swift	/	0.763	0.16 $^{+0.07}_{-0.07}$	7.24 $^{+1.43}_{-1.39}$	1.06 (137)
	7000	0.965	0.040	0.42 $^{+0.16}_{-0.17}$	9.67 $^{+3.94}_{-3.69}$	1.28 (50)

Appellation de l'observation	Phases pour les périodes de ~ 6.6 jours	Flux observés ($\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)			Flux corrigés ($\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)		
		Total	Mou	Dur	Total	Mou	Dur
Satellite spatial	0896	2.75 $^{+0.03}_{-0.03}$	1.423 $^{+0.015}_{-0.015}$	1.33 $^{+0.03}_{-0.03}$	14.45 $^{+0.14}_{-0.14}$	12.81 $^{+0.14}_{-0.14}$	1.64 $^{+0.03}_{-0.03}$
	0901	2.81 $^{+0.03}_{-0.03}$	1.478 $^{+0.016}_{-0.016}$	1.33 $^{+0.03}_{-0.03}$	14.22 $^{+0.14}_{-0.14}$	12.58 $^{+0.14}_{-0.14}$	1.65 $^{+0.03}_{-0.03}$
	0906	2.72 $^{+0.02}_{-0.02}$	1.427 $^{+0.013}_{-0.013}$	1.29 $^{+0.02}_{-0.02}$	14.70 $^{+0.12}_{-0.12}$	13.11 $^{+0.12}_{-0.12}$	1.59 $^{+0.03}_{-0.03}$
	0911	2.80 $^{+0.03}_{-0.03}$	1.445 $^{+0.017}_{-0.017}$	1.35 $^{+0.03}_{-0.03}$	14.54 $^{+0.15}_{-0.15}$	12.88 $^{+0.15}_{-0.15}$	1.66 $^{+0.04}_{-0.04}$
	1353	4.14 $^{+0.05}_{-0.05}$	1.893 $^{+0.025}_{-0.025}$	2.26 $^{+0.05}_{-0.05}$	15.00 $^{+0.17}_{-0.17}$	12.24 $^{+0.16}_{-0.16}$	2.76 $^{+0.06}_{-0.06}$
	1355	5.38 $^{+0.05}_{-0.05}$	2.391 $^{+0.024}_{-0.024}$	2.99 $^{+0.05}_{-0.05}$	19.60 $^{+0.17}_{-0.17}$	15.94 $^{+0.16}_{-0.16}$	3.65 $^{+0.06}_{-0.06}$
	2114	3.05 $^{+0.03}_{-0.03}$	1.585 $^{+0.017}_{-0.017}$	1.47 $^{+0.03}_{-0.03}$	16.00 $^{+0.15}_{-0.15}$	14.18 $^{+0.16}_{-0.16}$	1.81 $^{+0.04}_{-0.04}$
	4001	2.78 $^{+0.14}_{-0.14}$	1.361 $^{+0.080}_{-0.080}$	1.42 $^{+0.15}_{-0.15}$	12.20 $^{+0.62}_{-0.62}$	10.45 $^{+0.62}_{-0.62}$	1.75 $^{+0.19}_{-0.19}$
	4002	2.05 $^{+0.12}_{-0.12}$	1.168 $^{+0.077}_{-0.077}$	0.88 $^{+0.13}_{-0.13}$	11.53 $^{+0.68}_{-0.68}$	10.42 $^{+0.69}_{-0.69}$	1.11 $^{+0.16}_{-0.16}$
	4003	2.84 $^{+0.15}_{-0.15}$	1.523 $^{+0.094}_{-0.094}$	1.32 $^{+0.15}_{-0.15}$	21.89 $^{+1.18}_{-1.18}$	20.28 $^{+1.25}_{-1.25}$	1.62 $^{+0.19}_{-0.19}$
Swift	4004	2.49 $^{+0.14}_{-0.14}$	1.333 $^{+0.084}_{-0.084}$	1.33 $^{+0.17}_{-0.17}$	15.89 $^{+0.88}_{-0.88}$	14.46 $^{+0.91}_{-0.91}$	1.43 $^{+0.18}_{-0.18}$
	4005	2.97 $^{+0.16}_{-0.16}$	1.375 $^{+0.089}_{-0.089}$	1.60 $^{+0.16}_{-0.16}$	13.81 $^{+0.73}_{-0.73}$	11.86 $^{+0.77}_{-0.77}$	1.96 $^{+0.19}_{-0.19}$
	Regroupement Swift	2.64 $^{+0.06}_{-0.06}$	1.349 $^{+0.037}_{-0.037}$	1.30 $^{+0.06}_{-0.06}$	15.04 $^{+0.36}_{-0.36}$	13.44 $^{+0.37}_{-0.37}$	1.59 $^{+0.08}_{-0.08}$
	7000	3.43 $^{+0.14}_{-0.14}$	1.403 $^{+0.072}_{-0.072}$	2.02 $^{+0.15}_{-0.15}$	11.32 $^{+0.47}_{-0.47}$	8.52 $^{+0.45}_{-0.45}$	2.46 $^{+0.18}_{-0.18}$

TABLE 5.7 – Résultats des ajustements lorsque les températures sont fixées (2), pour Cyg OB2 #5.

Cyg OB2 #5

Températures fixées : $kT_1 = 0.649$ keV, $kT_2 = 1.868$ keV (2)
 Rapport $\frac{\text{norm}_1}{\text{norm}_2}$ fixé à la valeur 4.033

Appellation de l'observation	Phases pour les périodes de ~ 6.6 jours	n_H^{vent} ($\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)	norm_1 ($\times 10^{-3} \text{ cm}^{-5}$)	χ^2 (d.d.l.)
Satellite spatial	4001	0.337	0.33 $^{+0.11}_{-0.09}$	0.71 (36)
	4002	0.100	0.19 $^{+0.11}_{-0.10}$	1.21 (30)
	4003	0.806	0.06 $^{+0.10}_{-0.06}$	1.11 (33)
	4004	0.438	0.14 $^{+0.12}_{-0.11}$	0.52 (31)
	4005	0.340	0.31 $^{+0.13}_{-0.12}$	1.05 (34)
	Regroupement Swift	/	0.20 $^{+0.02}_{-0.04}$	1.06 (138)
	7000	0.965	0.52 $^{+0.11}_{-0.10}$	1.30 (51)
	200109	0.570	0.23 $^{+0.14}_{-0.13}$	0.93 (33)
	900314	/	0.35 $^{+0.06}_{-0.05}$	1.04 (125)
	900314 : 1/4	0.586	0.56 $^{+0.22}_{-0.19}$	1.16 (20)
ROSAT	900314 : 2/4	0.937	0.38 $^{+0.14}_{-0.12}$	0.86 (35)
	900314 : 3/4	0.060	0.35 $^{+0.08}_{-0.07}$	1.28 (68)
	900314 : 4/4	0.200	0.25 $^{+0.10}_{-0.09}$	0.93 (54)
			8.45 $^{+2.33}_{-1.92}$	
			10.8 $^{+1.0}_{-1.0}$	

Appellation de l'observation	Phases pour les périodes de ~ 6.6 jours	Flux observés ($\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)			Flux corrigés ($\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)		
		Total	Mou	Dur	Total	Mou	Dur
Satellite spatial	4001	2.64 $^{+0.14}_{-0.14}$	1.32 $^{+0.08}_{-0.08}$	1.33 $^{+0.14}_{-0.14}$	12.5 $^{+0.6}_{-0.6}$	10.8 $^{+0.6}_{-0.6}$	1.67 $^{+0.18}_{-0.18}$
	4002	2.00 $^{+0.12}_{-0.12}$	1.09 $^{+0.07}_{-0.07}$	0.91 $^{+0.13}_{-0.13}$	13.8 $^{+0.8}_{-0.8}$	12.6 $^{+0.8}_{-0.8}$	1.15 $^{+0.17}_{-0.17}$
	4003	2.65 $^{+0.14}_{-0.14}$	1.54 $^{+0.10}_{-0.10}$	1.11 $^{+0.13}_{-0.13}$	25.9 $^{+1.4}_{-1.4}$	24.5 $^{+1.5}_{-1.5}$	1.40 $^{+0.16}_{-0.16}$
	4004	2.31 $^{+0.13}_{-0.13}$	1.28 $^{+0.08}_{-0.08}$	1.04 $^{+0.13}_{-0.13}$	17.0 $^{+0.9}_{-0.9}$	15.7 $^{+1.0}_{-1.0}$	1.31 $^{+0.17}_{-0.17}$
	4005	2.74 $^{+0.15}_{-0.15}$	1.37 $^{+0.09}_{-0.09}$	1.38 $^{+0.13}_{-0.13}$	13.0 $^{+0.7}_{-0.7}$	11.3 $^{+0.7}_{-0.7}$	1.73 $^{+0.17}_{-0.17}$
	Regroupement Swift	2.60 $^{+0.06}_{-0.06}$	1.37 $^{+0.04}_{-0.04}$	1.23 $^{+0.06}_{-0.06}$	14.7 $^{+0.4}_{-0.4}$	13.2 $^{+0.4}_{-0.4}$	1.52 $^{+0.07}_{-0.07}$
	7000	3.29 $^{+0.14}_{-0.14}$	1.45 $^{+0.07}_{-0.07}$	1.85 $^{+0.14}_{-0.14}$	10.7 $^{+0.4}_{-0.4}$	8.40 $^{+0.43}_{-0.43}$	2.27 $^{+0.17}_{-0.17}$
	200109	/	/	/	/	/	/
	900314	0.570	1.36 $^{+0.08}_{-0.08}$	/	/	12.3 $^{+0.7}_{-0.7}$	/
	900314 : 1/4	0.067	1.49 $^{+0.03}_{-0.03}$	/	/	11.1 $^{+0.3}_{-0.3}$	/
ROSAT	900314 : 2/4	/	1.51 $^{+0.11}_{-0.11}$	/	/	8.35 $^{+0.59}_{-0.59}$	/
	900314 : 3/4	/	1.43 $^{+0.08}_{-0.08}$	/	/	10.2 $^{+0.5}_{-0.5}$	/
	900314 : 4/4	/	1.58 $^{+0.05}_{-0.05}$	/	/	11.6 $^{+0.4}_{-0.4}$	/
		/	1.41 $^{+0.06}_{-0.06}$	/	/	12.3 $^{+0.5}_{-0.5}$	/

TABLE 5.8 – Résultats des ajustements lorsque les températures et le rapport $\frac{\text{norm}_2}{\text{norm}_1}$ sont fixés (2), pour Cyg OB2 #5.

5.2.2 Interprétation des résultats

À la suite des ajustements des spectres de Cyg OB2 #5, plusieurs constatations s'imposent :

- les températures déterminées restent approximativement constantes ;
- les rapports des facteurs de normalisation sont approximativement constants. Cependant, le flux global varie ;
- l'absorption supplémentaire varie.

Ces changements ne semblent pas être en phase avec la période de ~ 6.6 jours (voir FIGURES 5.8 et 5.10). En effet, les observations réalisées par XMM-Newton en 2004 (dont les numéros de révolution sont 0896, 0901, 0906 et 0911) ainsi que l'observation de 2011 (dont le numéro de révolution est 2114) présentent des paramètres similaires, tandis que les observations effectuées en 2007 (de numéros de révolution 1353 et 1355) sont différentes. Cela semble étrange si la variation est liée à la période de ~ 6.6 jours car, par exemple, les observations associées aux numéros de révolution 1353 et 2114 ont des phases proches, mais des paramètres bien différents. Cependant, cela est cohérent avec une période de 6.7 ans car cet intervalle de temps correspond au temps écoulé entre les observations réalisées en 2004 et 2011. De plus, les observations associées aux numéros de révolution 1353 et 2114 correspondent à des phases bien distinctes pour la période de 6.7 ans (voir par exemple la FIGURE 5.9). Cette hypothèse semble être confirmée par les données Swift et ROSAT.

Dès lors, si l'association avec la période de ~ 6.6 jours est à rejeter, existe-t-il une justification des variations dans le contexte de la période de 6.7 ans ?

Nous savons que des variations de l'absorption ainsi que du flux peuvent prendre naissance dans des systèmes à collision de vents (voir SECTION 3.2), or une collision de vents entre le système binaire central et la troisième étoile a été proposée pour expliquer la variation du flux radio.

Analyse des résultats obtenus

Au vu de (par exemple) la FIGURE 5.9 nous remarquons que nous ne disposons, avec XMM-Newton, que de l'information en seulement deux phases orbitales, i.e. les phases $\Phi \sim 0.16$ et ~ 0.78 .

L'observation de la variation de la deuxième composante d'absorption sur la FIGURE 5.9 dévoile une augmentation de ~ 40 % pour les observations de 2007 ($\Phi \sim 0.16$, voir TABLE 5.5). Dans le cadre de la collision de vents stellaires, cela suggère que le système est vu au travers de vents différents, la plus grande absorption de rayonnement étant associée au vent du système binaire. L'augmentation de la seconde composante d'absorption en la phase ~ 0.16 pourrait être liée à une situation où le système binaire se trouve devant la troisième étoile : il est en effet attendu que le taux de perte de masse de la troisième étoile soit inférieur à celui du système binaire.

Les variations des taux de comptage dans le domaine *mou* (voir SOUS-FIGURES 5.5(a) et 5.5(b)) devraient refléter celles de la seconde composante d'absorption (voir FIGURE 5.9) dans le cas où le flux intrinsèque serait approximativement constant : à une valeur élevée de la seconde composante d'absorption devrait ainsi correspondre une faible valeur du taux de comptage dans le domaine *mou*. Cependant, le flux global varie, et nous devons ainsi d'être prudent quant à ce lien entre les variations des taux de comptage dans le domaine *mou* et la seconde composante d'absorption.

Par ailleurs, la variation du taux de comptage dans le domaine *dur* (voir SOUS-FIGURES 5.5(c) et 5.5(d)) devrait refléter celles du flux dur (voir SOUS-FIGURES 5.11(b) et 5.11(d)). Nous observons bien une augmentation de cette au voisinage de la phase 0.16. En particulier, la FIGURE 5.11 indique une variation relative du flux *dur* d'environ 100% entre les phases ~ 0.78 et ~ 0.16 . Dès lors, pour une collision de vents stellaires adiabatique, la distance relative entre le système binaire et la troisième étoile devrait être réduite d'un facteur ~ 2 , le flux variant comme l'inverse de la séparation relative.

Peut-on déduire une solution orbitale ?

Kennedy et al. (2010) ont proposé quatre solutions orbitales (désignées respectivement par $s = 0, 0.5, 1$ et 2 ; voir TABLE 5.9). La solution orbitale est peu contrainte, comme l'attestent les erreurs sur plusieurs paramètres : à la période de 6.7 ans est associée une erreur de 4 %, l'excentricité du système triple peut prendre des valeurs comprises entre ~ 0.1 et ~ 0.7 , le temps de référence T_0 varie de 389 jours au maximum, et l'incertitude sur les phases s'élève donc à ~ 0.13 .

s	ω (en $^\circ$)	i (en $^\circ$)	e	T_0 (en MJD)
0	319 ± 3	90 ± 40	0.69 ± 0.04	53836 ± 35
0.5	315 ± 3	90 ± 25	0.44 ± 0.04	53516 ± 34
1	352 ± 5	88 ± 46	0.23 ± 0.04	53636 ± 30
2	23 ± 5	85 ± 48	0.11 ± 0.05	53737 ± 31

TABLE 5.9 – Paramètres des différentes solutions orbitales proposées par Kennedy et al. (2010). L'argument du périastre est désigné par ω , i est l'inclinaison du système triple, e l'excentricité et T_0 un temps de référence. Source : Kennedy et al. 2010.

À partir des valeurs de T_0 des différentes solutions orbitales par Kennedy et al. (2010) d'une part et des dates des observations effectuées par XMM-Newton de numéros de révolution 1353, 1355 et 2114 d'autre part, nous pouvons évaluer les phases correspondant à ces observations dans les différentes solutions orbitales $s = 0, 0.5, 1$ et 2 , pour une période de 6.7 ans (voir TABLE 5.10).

Numéros de révolution d'observations de XMM-Newton	JD – 2400000	Phases dans les différentes solutions orbitales proposées par Kennedy et al. (2010)			
		$s = 0$	$s = 0.5$	$s = 1$	$s = 2$
1353/5	~ 54222.263	0.16	0.29	0.24	0.20
2114	55738.254	0.78	0.91	0.86	0.82

TABLE 5.10 – Phases des observations XMM-Newton de numéros de révolution 1353/5 et 2114 pour les différentes solutions orbitales proposées par Kennedy et al. (2010).

Nous remarquons que les phases des « deux » ensembles d'observations XMM-Newton, considérées dans les différentes solutions orbitales, correspondent globalement à la même configuration du système triple : selon ces modèles, le système binaire se trouvait devant la troisième étoile durant les observations de 2007, alors que la configuration était opposée lors des autres observations (voir les symboles étoilés et circulaires sur la FIGURE 5.12, cette dernière représentant les distances relatives entre le système binaire central et la troisième étoile de Cyg OB2 #5, ainsi que les angles de position déterminés avec les paramètres figurant dans la TABLE 5.9). Notons toutefois que pour le modèle $s = 0$ et l'observation de numéro de révolution 2114, le système binaire est sur le point de se trouver derrière la troisième étoile ; du fait des incertitudes entachant le paramètre T_0 , nous ne pouvons exclure le fait que le système binaire se trouve effectivement derrière la troisième étoile. Le fait que les phases des deux groupes d'observations XMM-Newton sont associées globalement à la même configuration du système triple est en accord avec l'étude des vitesses radiales de Kennedy et al. (2010), montrant que le système binaire central s'éloigne de la Terre entre les phases ~ 0.29 et ~ 0.89 (voir ANNEXE A).

Qu'en est-il de l'influence de la distance relative entre le système binaire central et la troisième étoile sur le flux X *dur*, ce flux n'étant pas affecté par l'absorption ? La collision des vents du système binaire et de la troisième étoile devrait être adiabatique (voir SECTION 5.2). Par conséquent, le flux X *dur* devrait varier comme l'inverse de la distance relative entre le système binaire et la troisième étoile. Au vu de la FIGURE 5.12, nous pouvons écarter la solution orbitale $s = 2$ du fait de la faible variation relative de la séparation entre les composantes, ainsi que les solutions orbitales $s = 0.5$ et $s = 1$ étant donné que la variation ne se réaliserait pas dans le sens attendu.

Dès lors, la solution orbitale $s = 0$, préférée par Kennedy et al. (2010), constitue la solution la plus probable pour expliquer les résultats obtenus, bien que cette solution orbitale n'implique qu'une variation relative de la séparation d'environ 16 % entre les observations de numéros de révolution 1353/5 et celle de numéro 2114.

Les observations réalisées par XMM-*Newton* en 2007 peuvent-elles être « corrompues » ? Cette suggestion est peu probable. En effet, ces dernières sont distinctes : la manifestation d'un même problème technique est donc peu probable. De plus, aucun problème n'a été constaté pour les autres sources du champ (en particulier Cyg OB2 #8A, #9 et #12). Nous pouvons aussi nous poser la question de savoir si les valeurs élevées des flux associés à ces deux observations peuvent être attribuées à une éruption de Cyg OB2 #5, mais cela est également peu probable pour ce type d'objet.

Afin de mieux comprendre le système, nous avons fait la demande d'une observation Swift supplémentaire. En effet, le printemps 2013 correspond au passage au périastre pour le modèle orbital $s = 0$ de Kennedy et al. (2010), et nous ne disposons que d'une observation ROSAT proche de cette phase, qui ne nous fournit que peu d'information fiable sur son flux *dur* (de 2.0 à 10.0 keV) du fait du domaine énergétique restreint couvert par ROSAT (i.e. de 0.1 à 2.4 keV). Cette nouvelle observation présente un flux *mou* similaire à l'observation ROSAT, mais présente un flux *mou* corrigé de l'absorption par le milieu interstellaire différent (voir SOUS-FIGURE 5.11(c)), cela étant dû à une absorption secondaire différente dans le modèle d'ajustement des spectres. Dans le cas où nous fixons cette composante d'absorption à la valeur de l'observation ROSAT, les flux *mous* corrigés de l'absorption par le milieu interstellaire prennent alors des valeurs similaires. Les flux *durs* observés et corrigés de l'absorption associée à la dernière observation Swift prennent alors respectivement les valeurs $1.45^{+0.11}_{-0.11} \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et $1.83^{+0.13}_{-0.13} \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Nous observons ainsi des valeurs de flux *durs* en la phase ~ 0.04 supérieures à celles associées à la phase ~ 0.78 . Cependant, cette augmentation ne rivalise pas avec la variation de distance relative entre les phases ~ 0.78 et ~ 0.04 de la solution orbitale $s = 0$ de Kennedy et al. (2010) (voir panneau supérieur de la FIGURE 5.12) et les flux restent inférieurs à ceux mesurés en 2007, alors qu'il est attendu que la valeur du flux *dur* soit supérieure à celles déterminées en 2007, du fait que la variation de distance relative entre les phases ~ 0.78 et ~ 0.04 est supérieure à celle entre les phases ~ 0.78 et ~ 0.16 .

5.2.3 Perspectives observationnelles

La solution orbitale de Kennedy et al. (2010) $s = 0$ ne permet donc pas de rendre parfaitement compte des observations pour un système adiabatique. Toutefois, étant donné d'une part la faible couverture de la période de 6.7 ans par les observations en rayons X et d'autre part les importantes incertitudes qui entachent la solution orbitale de Kennedy et al. (2010), de nouvelles observations sont nécessaires afin de tester l'adéquation entre les observations dans le domaine des rayons X et la solution orbitale.

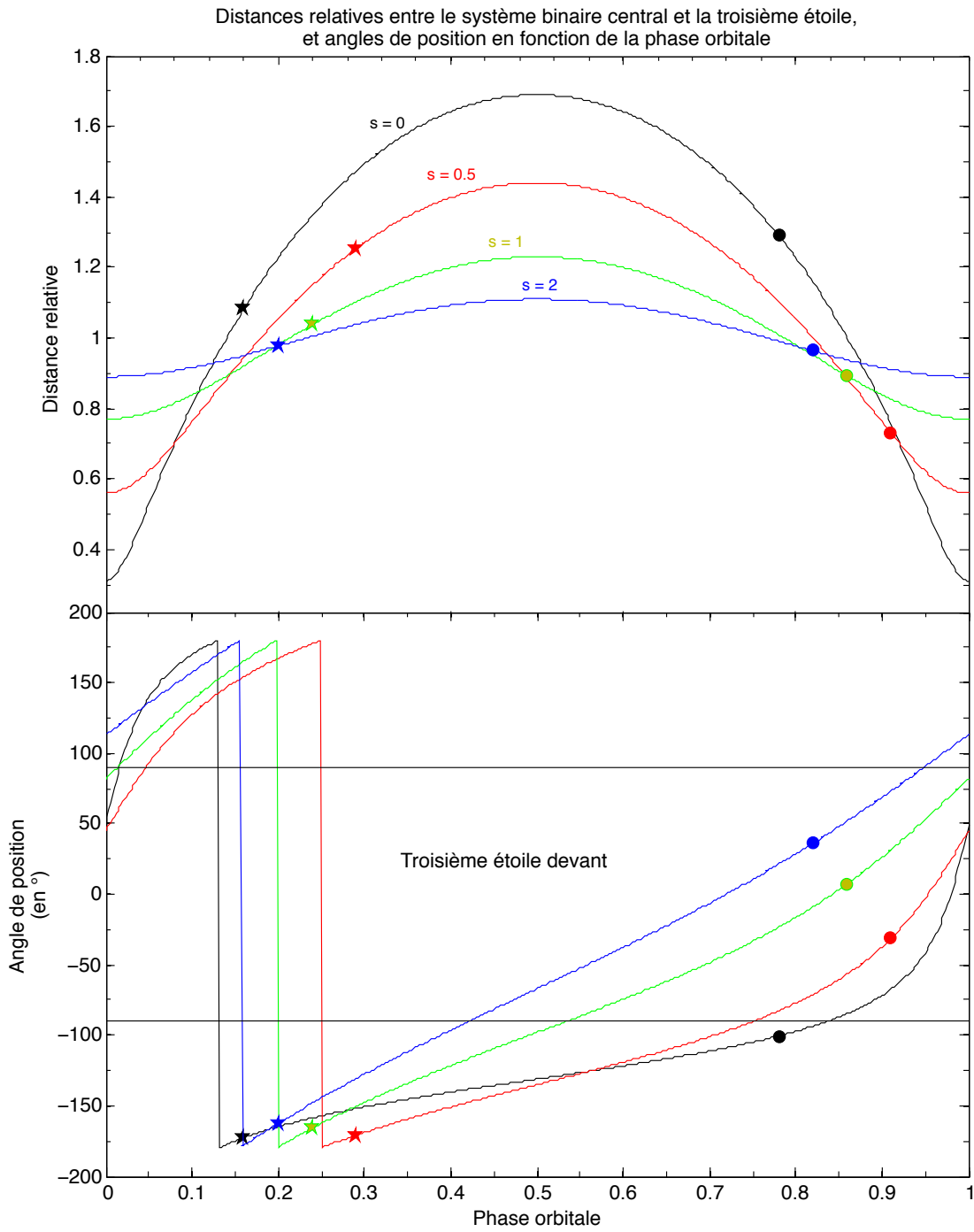


FIGURE 5.12 – Distances relatives entre le système binaire central et la troisième étoile de Cyg OB2 #5 et angles de position déterminés avec les solutions orbitales $s = 0$ (courbes noires), $s = 0.5$ (courbes rouges), $s = 1$ (courbes vertes) et $s = 2$ (courbes bleues) issus de Kennedy et al. (2010). Les symboles étoilés repartis autour de la phase ~ 0.23 indiquent les valeurs de ces grandeurs pour les observations XMM-Newton de numéros de révolution 1353/5, tandis que les symboles circulaires à proximité de la phase 0.85 indiquent les valeurs pour l’observation de numéro de révolution 2114 (voir TABLE 5.10).

5.3 Cyg OB2 #8A

Cyg OB2 #8A, encore appelé BD +40° 4227, constitue un système binaire de type SB2. En effet, un dédoublement est par exemple observé pour la raie He I λ 4471. Les deux composantes présentent les types spectraux O6 If + O5.5 III(f) (De Becker et al. (2006), voir le CHAPITRE 1 pour une signification du qualificatif « (f) » associé à un type spectral). Concernant les coordonnées équatoriales de Cyg OB2 #8A à l'époque astronomique J2000, son ascension droite prend la valeur 20h33m15.0789s tandis que sa déclinaison vaut +41°18'50.494" (Blomme et al. 2010). Notons également les valeurs de l'excès de couleur et du facteur de rougissement proposées par Wegner (2003) : $E(B - V) = 1.56$ et $R_V = 3.21$ respectivement, donc une valeur de l'extinction totale dans le filtre visible de $\sim A_V = 5.01$.

L'analyse des variations des vitesses radiales permet de déterminer les paramètres physiques du système (voir TABLE 5.11). Celui-ci s'avère excentrique et de période moyenne (21.908 ± 0.040 jours, De Becker et al. 2006). La comparaison entre les masses minimales $m \sin^3(i)$ et les valeurs typiques pour des étoiles de même type spectral conduit à une inclinaison de $i = (32 \pm 5)^\circ$. Vu cette faible valeur, l'observation d'éclipses est improbable.

De plus, les rayons des lobes de Roche projetés, $R_{\text{RL}} \sin(i)$, peuvent être évalués en considérant la séparation orbitale égale à la valeur du demi-grand axe a . Nous trouvons ainsi $R_{\text{RL},1} = (25.7 \pm 3.8) R_\odot$ et $R_{\text{RL},2} = (27.9 \pm 4.1) R_\odot$. Du fait que ces valeurs sont supérieures aux valeurs des rayons des deux étoiles R_\star typiques pour les types spectraux des composantes de Cyg OB2 #8A (voir TABLE 5.11), nous en déduisons qu'aucun transfert de matière dû à un débordement des lobes de Roche n'a lieu actuellement au sein de Cyg OB2 #8A.

Paramètre	Première étoile	Deuxième étoile
γ (km s ⁻¹)	-8.1 ± 3.3	-25.0 ± 3.6
K (km s ⁻¹)	82.8 ± 3.5	95.8 ± 4.0
$a \sin(i)$ (R_\odot)	34.8 ± 1.5	40.3 ± 1.7
$m \sin^3(i)$ (M_\odot)	6.4 ± 0.6	5.5 ± 0.5
$R_{\text{RL}} \sin(i)$ (R_\odot)	13.6 ± 0.2	14.8 ± 0.2
$q = m_1/m_2$	1.16 ± 0.06	
T_0	51807.139 ± 0.894	
\bar{T}_{eff} (K)	$36\,800$	$39\,200$
R_\star (R_\odot)	20.0	14.8
m (M_\odot)	44.1	37.4
$\log(L_{\text{BOL}}/L_\odot)$	5.82	5.67
\dot{M} ($M_\odot \text{ an}^{-1}$)	4.8×10^{-6}	3.0×10^{-6}
v_∞ (km s ⁻¹)	1873	2107
a (R_\odot)	65.7	76.0

TABLE 5.11 – Paramètres physiques de la binaire Cyg OB2 #8A. T_0 est un temps de passage au périastre, en HJD - 2400000. Notons que les indices « 1 » et « 2 » se réfèrent respectivement aux étoiles primaire et secondaire. Sources : De Becker et al. 2004, De Becker et al. 2006.

Une caractéristique de ce système est qu'il possède un rayonnement radio non-thermique, son indice spectral étant clairement négatif. Une modélisation simple a été proposée par Blomme (2005) afin de rendre compte du rayonnement radio observé. Dans ce modèle, une source synchrotron ponctuelle orbite autour d'une étoile au sein d'un vent stellaire où se produit l'absorption libre-libre. Tenant compte des paramètres stellaires de Cyg OB2 #8A, l'émission synchrotron devrait être entièrement absorbée jusque ~ 100 rayons stellaires et par conséquent aucun rayonnement dans le domaine radio ne devrait être détecté. Pour réconcilier l'observation de la composante non-thermique et le modèle théorique, il faut considérer un vent notablement poreux, ce qui équivaut à diminuer l'absorption libre-libre : le rayonnement radio non-thermique pourrait alors devenir perceptible.

De Becker et al. (2006) ont présenté les résultats des quatre observations réalisées par XMM-Newton en

2004. Le spectre X de Cyg OB2 #8A est dominé par de l'émission thermique, avec une luminosité importante, de l'ordre de 10^{34} erg s $^{-1}$, soit $\log \left(\frac{L_X}{L_{\text{BOL}}} \right)$ approximativement égal à -5.55, cette valeur étant supérieure d'un ordre de grandeur à celle pour des étoiles de types spectraux O et B individuelles (i.e. $\log \left(\frac{L_X}{L_{\text{BOL}}} \right) \sim -7$, voir la page 45). De plus, la détection de raies (de Fe K $_{\alpha}$ à 6.4 et 6.7 keV) témoigne de l'existence d'un plasma très chaud, bien plus que celui prédit pour l'émission X intrinsèque d'étoiles massives. Ces deux indices font penser à l'existence d'une collision de vents stellaires.

Les données obtenues suite aux observations XMM-Newton, combinées à celles obtenues précédemment grâce au satellite ASCA ont permis à De Becker et al. (2006) d'obtenir une vue plus détaillée de la variabilité du flux X associé à Cyg OB2 #8A, cela étant illustré à la FIGURE 5.13. On y observe un maximum du flux *mou* en la phase ~ 0.75 , c'est-à-dire lorsque l'étoile secondaire se trouve devant l'étoile primaire (l'absorption par le vent de l'étoile secondaire étant plus faible que celle du vent de l'étoile primaire, voir FIGURE 5.21), et une décroissance du flux X *dur* entre l'apoastre (correspondant à la phase $\Phi = 0.5$ sur la FIGURE 5.13) et le périastre ($\Phi = 0.0$). Cela résulte du fait que les étoiles composant Cyg OB2 #8A sont toujours assez proches l'une de l'autre (voir TABLE 5.11), donc que l'interaction des vents au sein de Cyg OB2 #8A est de nature radiative : par conséquent, la luminosité X devrait dès lors obéir à une loi du type $L_X \propto f \dot{M} v_w^2$ (voir page 48). Au périastre, les vents stellaires, au moment de leur rencontre, n'ont pas encore acquis leur vitesse terminale, d'où le fait que la température post-choc soit plus faible au périastre (voir CHAPITRE 3). Une situation toute différente se produit lors de l'apoastre, au cours duquel les vents stellaires sont cette fois-ci animés d'une plus grande vitesse lors de leur collision : la température post-choc est alors plus élevée, ainsi que l'émission de rayonnement X *dur*.

Notons que De Becker et al. (2006) ont rapporté une modulation orbitale de l'intensité du rayonnement X avec la période de 21.9 jours. Par ailleurs, Yoshida et al. (2011) ont détecté des variations à court terme (~ 80 ks pour des énergies de photons inférieures à 1.5 keV et ~ 20 ks au-delà de 3 keV) en plus de la modulation avec la phase orbitale. Ces variations à court terme pourraient s'expliquer par des instabilités dans les vents. Il est à noter que le rayonnement X est beaucoup moins absorbé que le rayonnement radio, tant et si bien que le rayonnement X provient de régions proches de l'apex de la discontinuité de contact, au contraire du rayonnement radio qui provient de régions plus éloignées de la discontinuité de contact. Cela justifie le fait que l'on observe les maxima et minima des flux X et radio en des phases différentes. Notons que le modèle « amélioré » développé par Blomme et al. (2010), dans lequel l'étoile secondaire possède un vent plus intense que l'étoile primaire, permet d'expliquer les variations du flux X observées mais ne parvient pas à justifier celles du domaine radio.

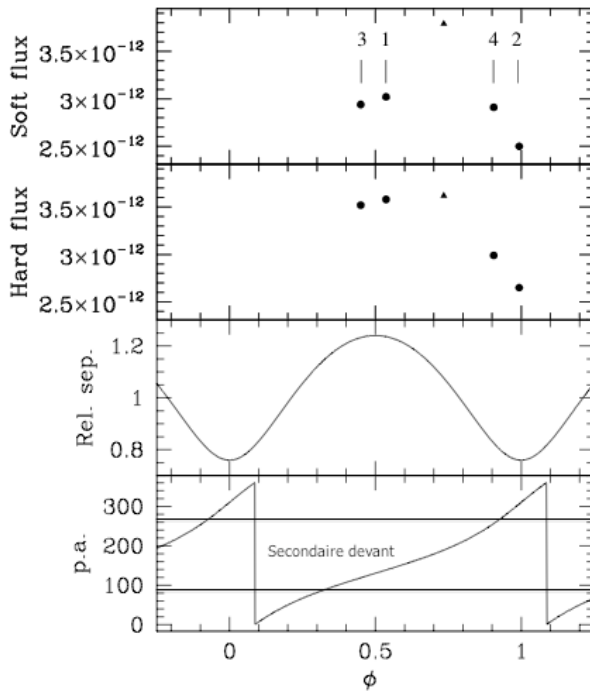


FIGURE 5.13 – Illustration de la variabilité des flux X *mou* et *dur* de Cyg OB2 #8A observée avec les satellites XMM-Newton (symboles ●) et ASCA (symboles ▲) en fonction de la phase orbitale. L'attribution d'un numéro à chacun des symboles ● du graphique supérieur permet d'identifier les observations réalisées par XMM-Newton. Les quatre graphiques de cette figure illustrent, respectivement de haut en bas, le flux de rayonnement (en erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$) entre 0.5 et 2.0 keV (domaine *mou*), le flux entre 2.0 et 10.0 keV (domaine *dur*), la séparation relative entre les étoiles primaire et secondaire, et l'angle de position du système. Cet angle est ici défini comme étant « égal à 0° lorsque l'étoile primaire se trouve devant l'étoile secondaire, et vaut 180° lors de la situation opposée » (De Becker et al. 2006).

Source de la figure originale : De Becker et al. 2006.

Calcul des phases relatives aux différentes observations utilisées

De la même façon que nous avons calculé les phases associées aux périodes de ~ 6.6 jours et 6.7 ans dans la SECTION 5.2 pour Cyg OB2 #5, nous avons calculé ici les phases associées à la période orbitale de Cyg OB2 #8A, soit 21.908 jours, grâce à la valeur du temps de référence T_0 de la TABLE 5.11. La TABLE 5.12 recense les résultats obtenus pour les observations réalisées par les observatoires XMM-Newton et Swift.

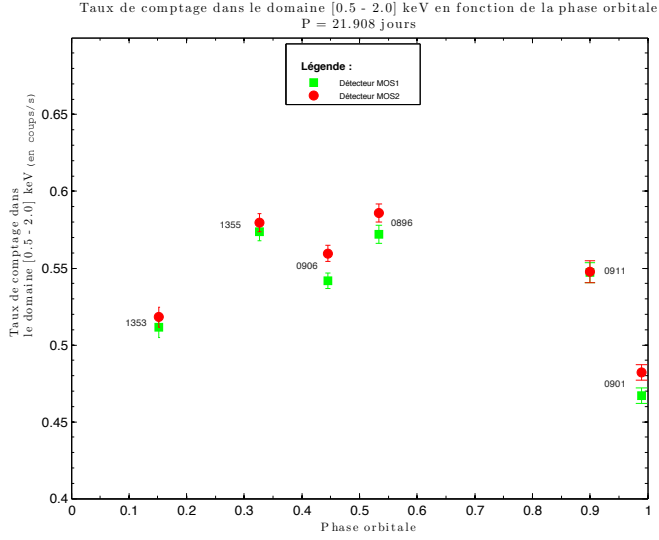
		Appellation de l'observation	JD – 2450000	Phase pour la période de 21.908 jours
Satellite spatial	XMM-Newton	0896	$3308.579^{+0.121}_{-0.121}$	0.534
		0901	$3318.558^{+0.133}_{-0.133}$	0.989
		0906	$3328.543^{+0.145}_{-0.145}$	0.445
		0911	$3338.505^{+0.133}_{-0.133}$	0.900
		1353	$4220.355^{+0.184}_{-0.184}$	0.152
		1355	$4224.170^{+0.191}_{-0.191}$	0.326
		2114	$5738.254^{+0.172}_{-0.172}$	0.437
	Swift	4001	$5571.619^{+0.107}_{-0.107}$	0.831
		4002	$5655.836^{+0.144}_{-0.144}$	0.675
		4003	$5700.082^{+0.109}_{-0.109}$	0.695
		4004	$5743.839^{+0.308}_{-0.308}$	0.692
		Regroupement Swift	$5699.919^{+43.92}_{-44.08}$	0.688
		4005	$5842.169^{+0.510}_{-0.510}$	0.181
		7000	$6380.658^{+0.421}_{-0.259}$	0.764

TABLE 5.12 – Dates et phases des diverses observations utilisées dans ce travail, pour une période de 21.908 jours. Rappelons que les identifiants des observations correspondant aux appellations mentionnées dans ce tableau sont indiqués dans l'ANNEXE D.

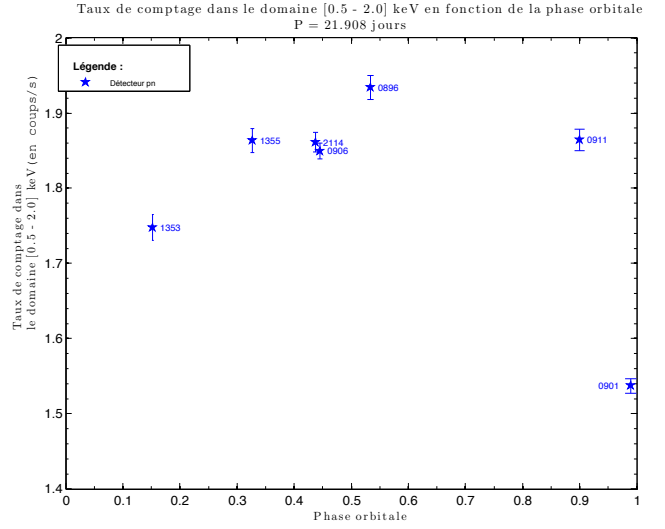
Analyse du comportement des taux de comptage des détecteurs EPIC pour les domaines d'énergie *mou* et *dur*

La FIGURE 5.14 illustre les variations des taux de comptage des détecteurs MOS1, MOS2 et pn en fonction de la phase orbitale pour la période de 21.908 jours, dans les domaines *mou* et *dur*.

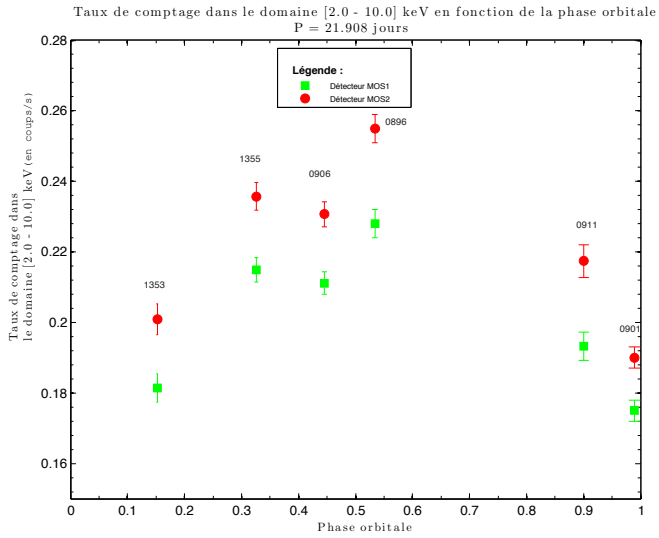
Les taux de comptage dans les domaines *mou* et *dur* possèdent des minima en les phases de périastre et possèdent des valeurs plus élevées à l'apoastre. Cela est cohérent avec les résultats précédemment obtenus (voir deux panneaux supérieurs de la FIGURE 5.13).



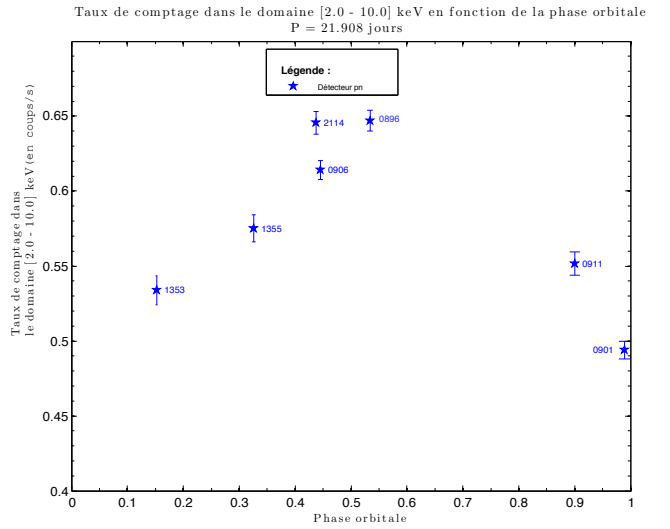
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 5.14 – Variations des taux de comptage associés à la source Cyg OB2 #8A en fonction de la phase orbitale, pour la période de 21.908 jours, et enregistrés par les détecteurs MOS (à gauche) et pn (à droite) dans les domaines [0.5 - 2.0] keV (en haut) et [2.0 - 10.0] keV (en bas).

5.3.1 Résultats obtenus

5.3.1.1 Démarche adoptée

Comme lors de l'étude de Cyg OB2 #5, différents essais ont été réalisés dans le but de déterminer le nombre de composants thermiques nécessaires pour représenter au mieux les spectres de Cyg OB2 #8A. Nous avons ainsi trouvé qu'un modèle comprenant trois composantes thermiques permet d'obtenir un χ^2_ν de faible valeur.

5.3.1.2 Résultats obtenus lorsque tous les paramètres du modèle sont laissés libres

De façon similaire à ce qui a été effectué pour Cyg OB2 #5, nous avons tout d'abord ajusté les spectres de Cyg OB2 #8A en laissant libres les températures, absorption supplémentaire et facteurs de normalisation. Les observations de meilleur rapport signal-sur-bruit dont nous disposons, c'est-à-dire les observations XMM-*Newton*, ont dans un premier temps été considérées. Des températures d'environ

$$\begin{aligned} kT_1 &= 0.230 \text{ keV}, \\ kT_2 &= 0.934 \text{ keV} \\ \text{et } kT_3 &= 1.995 \text{ keV} \end{aligned}$$

permettent d'obtenir de bons χ^2_ν ; les résultats obtenus sont retranscrits dans la TABLE 5.13. Ces températures ne semblent pas varier significativement en fonction de la phase orbitale, comme l'illustre la SOUS-FIGURE 5.15(a). À y regarder de plus près (voir SOUS-FIGURES 5.15(b), 5.15(c) et 5.15(d)) une très légère augmentation de température à l'apoastre est envisageable, et serait liée à la variation des vitesses des vents stellaires avant leur collision (De Becker et al. 2006, Blomme et al. 2010; voir ci-dessous), mais n'est pas significatif vu les barres d'erreur.

La FIGURE 5.16 illustre les valeurs obtenues pour les facteurs de normalisation en fonction de la phase orbitale. Ces paramètres présentent des comportements différents au cours du cycle orbital. Les deux premiers facteurs de normalisation sont minimaux à l'apoastre tandis que le troisième facteur de normalisation norm_3 semble être anticorrélé avec les deux premiers facteurs de normalisation, un maximum de norm_1 et norm_2 au périastre correspondant à un minimum de norm_3 .

Cyg OB2 #8A

Paramètres laissés libres

	Numéro de révolution	Phase	$n_{\text{H}}^{\text{add}}$ ($\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)	kT_1 (keV)	kT_2 (keV)	kT_3 (keV)	norm1 ($\times 10^{-2} \text{ cm}^{-5}$)	norm2 ($\times 10^{-3} \text{ cm}^{-5}$)	norm3 ($\times 10^{-3} \text{ cm}^{-5}$)	χ^2 (d.d.l.)
Satellite spatial <i>XMM-Newton</i>	0896	0.534	$0.45^{+0.03}_{-0.03}$	$0.228^{+0.017}_{-0.011}$	$0.952^{+0.027}_{-0.029}$	$2.073^{+0.102}_{-0.087}$	$6.22^{+2.10}_{-1.80}$	$8.12^{+0.78}_{-0.74}$	$5.14^{+0.54}_{-0.55}$	1.37 (547)
	0901	0.989	$0.59^{+0.03}_{-0.03}$	$0.222^{+0.013}_{-0.009}$	$0.896^{+0.031}_{-0.034}$	$1.792^{+0.095}_{-0.074}$	$8.27^{+2.20}_{-2.10}$	$7.98^{+0.83}_{-0.81}$	$4.27^{+0.58}_{-0.59}$	1.29 (500)
	0906	0.445	$0.46^{+0.03}_{-0.03}$	$0.237^{+0.020}_{-0.013}$	$0.939^{+0.027}_{-0.029}$	$2.080^{+0.096}_{-0.082}$	$5.73^{+1.90}_{-1.60}$	$7.37^{+0.68}_{-0.65}$	$5.05^{+0.48}_{-0.05}$	1.39 (564)
	0911	0.900	$0.54^{+0.02}_{-0.03}$	$0.216^{+0.005}_{-0.016}$	$0.908^{+0.030}_{-0.033}$	$1.891^{+0.131}_{-0.103}$	$10.40^{+0.04}_{-0.02}$	$9.03^{+0.74}_{-0.77}$	$4.20^{+0.65}_{-0.63}$	1.35 (473)
	1353	0.152	$0.56^{+0.03}_{-0.04}$	$0.216^{+0.013}_{-0.012}$	$0.961^{+0.028}_{-0.031}$	$2.264^{+0.251}_{-0.193}$	$9.85^{+2.80}_{-2.90}$	$9.72^{+0.56}_{-0.86}$	$2.97^{+0.60}_{-0.50}$	1.08 (448)
	1355	0.326	$0.47^{+0.04}_{-0.04}$	$0.239^{+0.029}_{-0.016}$	$0.979^{+0.036}_{-0.038}$	$1.981^{+0.129}_{-0.098}$	$6.70^{+2.80}_{-2.40}$	$7.27^{+0.94}_{-0.88}$	$4.89^{+0.65}_{-0.68}$	1.37 (513)
	2114	0.437	$0.44^{+0.05}_{-0.05}$	$0.254^{+0.035}_{-0.029}$	$0.901^{+0.055}_{-0.074}$	$1.886^{+0.108}_{-0.084}$	$4.74^{+3.70}_{-2.00}$	$6.22^{+1.17}_{-1.08}$	$6.30^{+0.75}_{-0.82}$	1.40 (184)

	Numéro de révolution	Phase	Flux observés ($\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)			Flux corrigés ($\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)		
			Total	Mou	Dur	Total	Mou	Dur
Satellite spatial <i>XMM-Newton</i>	0896	0.534	$6.25^{+0.03}_{-0.03}$	$2.820^{+0.014}_{-0.014}$	$3.43^{+0.03}_{-0.03}$	$21.17^{+0.09}_{-0.09}$	$17.18^{+0.09}_{-0.09}$	$3.99^{+0.03}_{-0.03}$
	0901	0.989	$4.81^{+0.02}_{-0.02}$	$2.304^{+0.012}_{-0.012}$	$2.51^{+0.02}_{-0.02}$	$15.16^{+0.07}_{-0.07}$	$12.21^{+0.06}_{-0.06}$	$2.95^{+0.03}_{-0.03}$
	0906	0.445	$5.96^{+0.02}_{-0.02}$	$2.691^{+0.012}_{-0.012}$	$3.27^{+0.03}_{-0.03}$	$20.09^{+0.08}_{-0.08}$	$16.29^{+0.08}_{-0.08}$	$3.80^{+0.03}_{-0.03}$
	0911	0.900	$5.47^{+0.04}_{-0.04}$	$2.708^{+0.016}_{-0.016}$	$2.77^{+0.03}_{-0.03}$	$19.53^{+0.13}_{-0.13}$	$16.28^{+0.10}_{-0.10}$	$3.25^{+0.04}_{-0.04}$
	1353	0.152	$5.33^{+0.03}_{-0.03}$	$2.551^{+0.016}_{-0.016}$	$2.78^{+0.02}_{-0.02}$	$17.98^{+0.11}_{-0.11}$	$14.73^{+0.09}_{-0.09}$	$3.25^{+0.02}_{-0.02}$
	1355	0.326	$5.94^{+0.03}_{-0.03}$	$2.789^{+0.017}_{-0.017}$	$3.15^{+0.03}_{-0.03}$	$20.68^{+0.11}_{-0.11}$	$17.01^{+0.11}_{-0.11}$	$3.67^{+0.04}_{-0.04}$
	2114	0.437	$6.09^{+0.04}_{-0.04}$	$2.801^{+0.020}_{-0.020}$	$3.29^{+0.04}_{-0.04}$	$20.37^{+0.13}_{-0.13}$	$16.54^{+0.12}_{-0.12}$	$3.82^{+0.05}_{-0.05}$

TABLE 5.13 – Résultats des ajustements libres, pour Cyg OB2 #8A. Notons que les *bins* relatifs aux énergies inférieures à 0.15 keV ont été ignorés. Ceci restera valable dans la suite de l'analyse de Cyg OB2 #8A.

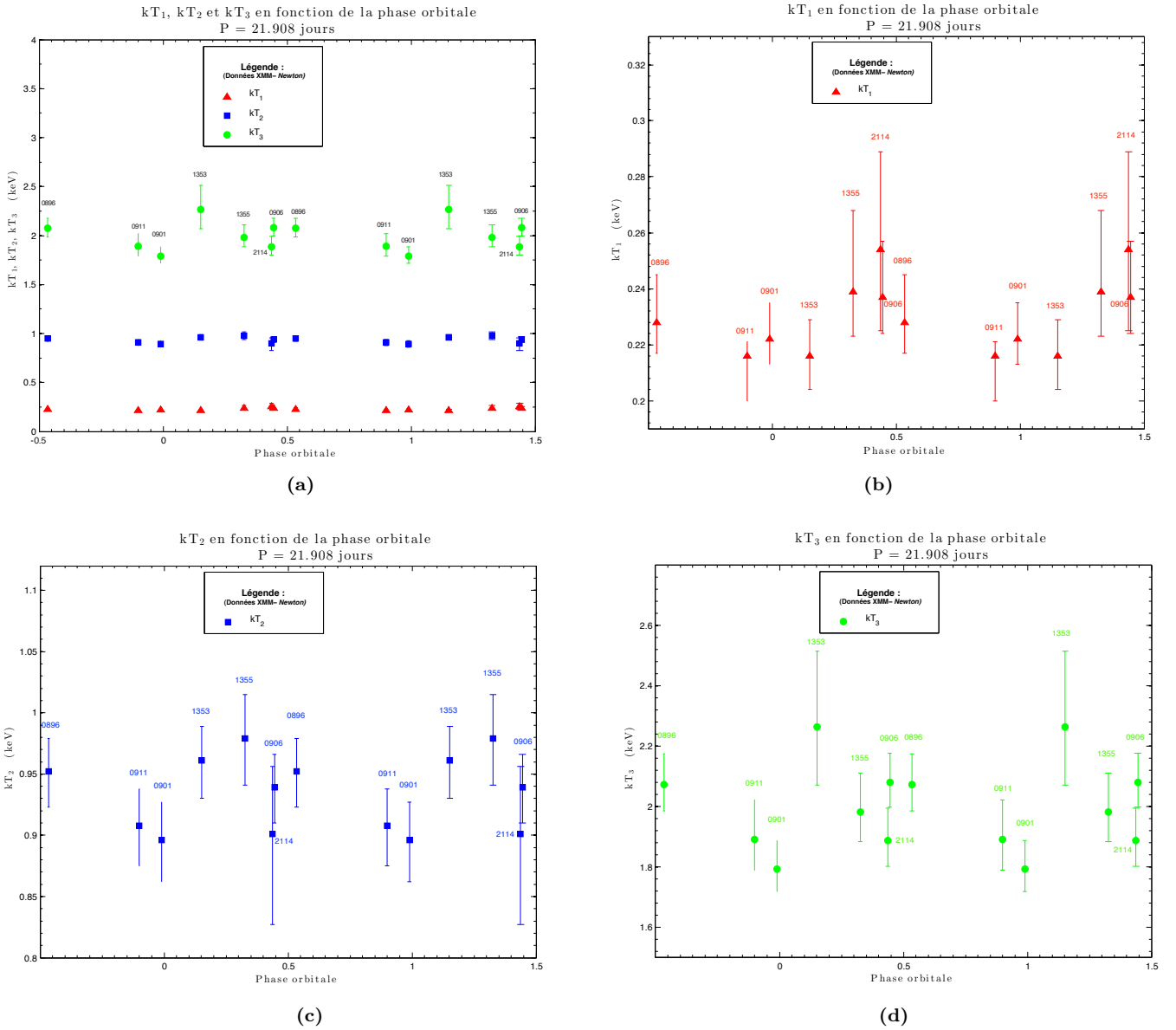


FIGURE 5.15 – Températures obtenues à la suite d’ajustements de spectres XMM-Newton de Cyg OB2 #8A lorsque les paramètres ne sont pas contraints, en fonction de la phase orbitale, pour une période de 21.908 jours. Nous remarquons sur la sous-figure (a) que les températures sont faiblement dispersées autour de trois valeurs : ~ 0.230 keV, ~ 0.934 keV et ~ 1.995 keV. Les sous-figures (b), (c) et (d) illustrent respectivement les températures kT_1 , kT_2 et kT_3 en fonction de la phase orbitale.

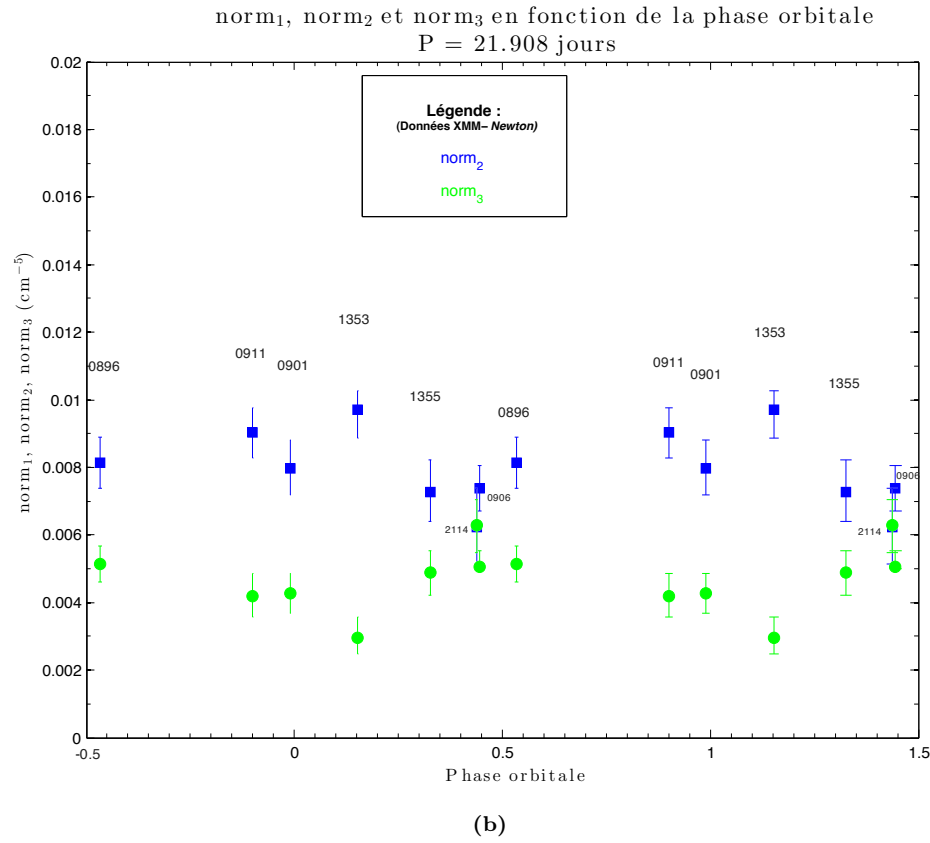
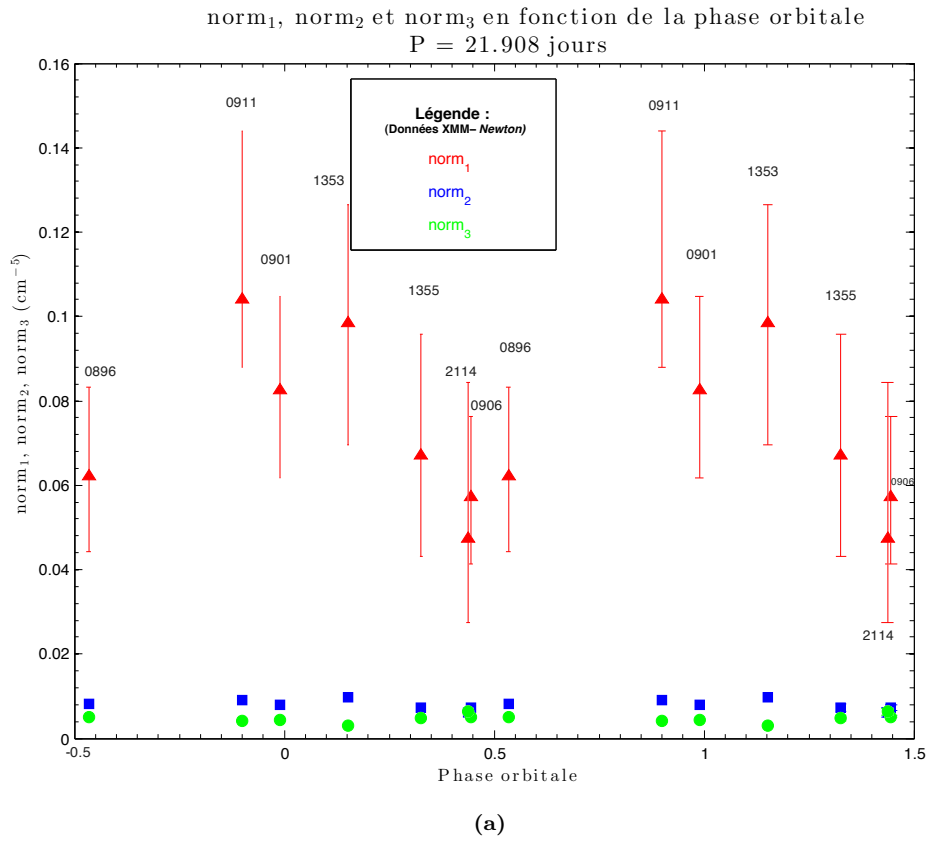


FIGURE 5.16 – Valeurs obtenues, à la suite d’ajustements libres, des trois facteurs de normalisation en fonction de la phase orbitale (a). La sous-figure (b) illustre les valeurs obtenues pour les deux derniers facteurs de normalisation.

5.3.1.3 Résultats obtenus lorsque les températures sont fixées

Du fait que les variations en températures ne semblent pas varier significativement, nous avons décidé de les fixer aux valeurs indiquées ci-dessus. Les résultats alors obtenus sont retranscrits dans la TABLE 5.14. La FIGURE 5.17 illustre les valeurs des facteurs de normalisation en fonction de la phase orbitale. Constatons que l'allure du premier facteur de normalisation n'est que faiblement modifiée par rapport à celle de la SOUS-FIGURE 5.16(a) : un minimum à la phase ~ 0.5 reste détectable. Cependant, ces faibles variations sont inférieures à la taille des intervalles de confiance : nous pourrions donc fixer `norm1`.

Remarquons que les allures des facteurs de normalisation `norm2` et `norm3` sont toujours anticorrélées, mais sont plus lisses.

La FIGURE 5.18 illustre les variations de la seconde composante d'absorption en fonction de la phase orbitale, déduites à partir des observations XMM-Newton et Swift. On note un maximum vers la phase ~ 0.99 et un minimum semble être situé vers la phase ~ 0.69 .

5.3.1.4 Résultats obtenus lorsque les températures et le paramètre `norm1` sont fixés

Les résultats obtenus en fixant le premier facteur de normalisation sont retranscrits dans la TABLE 5.15. Notons que les variations des deux autres facteurs de normalisation sont similaires à celles présentées sur la FIGURE 5.17, et n'ont donc pas été représentées ici. En revanche, la variation de la seconde composante d'absorption est désormais légèrement différente (l'asymétrie étant moins prononcée), bien que le comportement général (minimum en la phase ~ 0.5 et maximum en la phase ~ 0.99) reste identique (voir FIGURE 5.19).

Les variations des flux observés et corrigés de l'absorption par le milieu interstellaire dans les domaines d'énergie *mou* et *dur* ont également été obtenues dans ces conditions et sont illustrées sur la FIGURE 5.20. Notons que les variations des flux observés et corrigés de l'absorption par le milieu interstellaire dans les domaines *mou* et *dur* déterminées à partir de la TABLE 5.14 sont identiques à celles de la FIGURE 5.20.

Cyg OB2 #8A

Températures fixées : $kT_1 = 0.230$ keV, $kT_2 = 0.934$ keV, $kT_3 = 1.995$ keV

	Appellation de l'observation	Phase	n_H^{add} ($\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)	norm1 ($\times 10^{-2} \text{ cm}^{-5}$)	norm2 ($\times 10^{-3} \text{ cm}^{-5}$)	norm3 ($\times 10^{-3} \text{ cm}^{-5}$)	χ^2 (d.d.l.)
Satellite spatial	XMM-Newton	0896	$0.45^{+0.02}_{-0.02}$	$5.98^{+0.81}_{-0.76}$	$7.67^{+0.31}_{-0.31}$	$5.58^{+0.17}_{-0.17}$	1.37 (550)
		0901	$0.59^{+0.02}_{-0.02}$	$7.05^{+0.66}_{-0.73}$	$8.74^{+0.31}_{-0.31}$	$3.32^{+0.15}_{-0.15}$	1.31 (503)
		0906	$0.47^{+0.02}_{-0.02}$	$6.62^{+0.80}_{-0.76}$	$7.04^{+0.29}_{-0.29}$	$5.41^{+0.16}_{-0.16}$	1.39 (567)
		0911	$0.52^{+0.02}_{-0.02}$	$7.81^{+0.95}_{-0.90}$	$8.96^{+0.38}_{-0.38}$	$3.75^{+0.19}_{-0.19}$	1.37 (476)
		1353	$0.53^{+0.03}_{-0.03}$	$7.22^{+1.12}_{-1.10}$	$8.42^{+0.44}_{-0.44}$	$3.89^{+0.22}_{-0.22}$	1.11 (299)
		1355	$0.48^{+0.03}_{-0.03}$	$7.56^{+1.05}_{-1.01}$	$7.70^{+0.37}_{-0.38}$	$4.98^{+0.20}_{-0.20}$	1.38 (520)
		2114	$0.48^{+0.03}_{-0.04}$	$7.12^{+1.40}_{-1.32}$	$7.45^{+0.46}_{-0.47}$	$5.48^{+0.25}_{-0.25}$	1.40 (187)
		---	---	---	---	---	---
	Swift	4001	$0.39^{+0.20}_{-0.24}$	$5.93^{+8.60}_{-5.20}$	$9.14^{+3.83}_{-3.56}$	$6.33^{+1.95}_{-12.00}$	0.94 (66)
		4002	$0.78^{+0.18}_{-0.19}$	$21.3^{+13.9}_{-11.4}$	$6.96^{+4.50}_{-4.68}$	$6.26^{+2.14}_{-2.10}$	1.08 (58)
Regroupement Swift		4003	$0.56^{+0.16}_{-0.17}$	$14.4^{+10.6}_{-8.0}$	$6.15^{+4.15}_{-4.28}$	$7.54^{+2.14}_{-2.10}$	1.25 (70)
		4004	$0.48^{+0.16}_{-0.17}$	$8.22^{+7.60}_{-5.40}$	$7.44^{+3.11}_{-3.12}$	$5.81^{+1.59}_{-1.58}$	0.99 (76)
		4005	$0.62^{+0.09}_{-0.10}$	$14.4^{+5.9}_{-5.3}$	$8.32^{+2.11}_{-2.16}$	$5.69^{+1.00}_{-0.99}$	1.22 (171)
		7000	$0.76^{+0.20}_{-0.22}$	$15.6^{+14.4}_{-11.2}$	$10.8^{+4.6}_{-4.8}$	$4.04^{+2.13}_{-2.08}$	0.96 (52)
			$0.56^{+0.20}_{-0.30}$	$8.03^{+12.1}_{-8.03}$	$10.3^{+0.3}_{-0.4}$	$5.54^{+0.19}_{-0.17}$	1.15 (82)

Appellation de l'observation	Phase	Flux observés ($\times 10^{-12}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$)			Flux corrigés ($\times 10^{-12}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$)			
		Total	Mou	Dur	Total	Mou	Dur	
Satellite spatial	XMM-Newton	0896	6.24 $^{+0.03}_{-0.03}$	2.821 $^{+0.014}_{-0.014}$	3.42 $^{+0.03}_{-0.03}$	21.16 $^{+0.09}_{-0.09}$	17.19 $^{+0.09}_{-0.09}$	3.98 $^{+0.03}_{-0.03}$
		0901	4.83 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.308 $^{+0.012}_{-0.012}$	2.52 $^{+0.02}_{-0.02}$	14.97 $^{+0.07}_{-0.07}$	12.01 $^{+0.06}_{-0.06}$	2.96 $^{+0.03}_{-0.03}$
		0906	5.94 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.688 $^{+0.012}_{-0.012}$	3.26 $^{+0.03}_{-0.03}$	20.27 $^{+0.08}_{-0.08}$	16.49 $^{+0.08}_{-0.08}$	3.29 $^{+0.03}_{-0.03}$
		0911	5.48 $^{+0.04}_{-0.04}$	2.711 $^{+0.016}_{-0.016}$	2.77 $^{+0.03}_{-0.03}$	19.16 $^{+0.13}_{-0.13}$	15.91 $^{+0.10}_{-0.10}$	3.25 $^{+0.04}_{-0.04}$
		1353	5.30 $^{+0.03}_{-0.03}$	2.552 $^{+0.016}_{-0.016}$	2.75 $^{+0.02}_{-0.02}$	17.81 $^{+0.11}_{-0.11}$	14.59 $^{+0.09}_{-0.09}$	3.22 $^{+0.02}_{-0.02}$
		1355	5.95 $^{+0.03}_{-0.03}$	2.792 $^{+0.017}_{-0.017}$	3.16 $^{+0.03}_{-0.03}$	20.85 $^{+0.11}_{-0.11}$	17.17 $^{+0.11}_{-0.11}$	3.68 $^{+0.04}_{-0.04}$
		2114	6.11 $^{+0.04}_{-0.04}$	2.799 $^{+0.020}_{-0.020}$	3.31 $^{+0.04}_{-0.04}$	20.68 $^{+0.13}_{-0.13}$	16.83 $^{+0.12}_{-0.12}$	3.84 $^{+0.05}_{-0.05}$
	Swift	4001	7.43 $^{+0.26}_{-0.26}$	3.427 $^{+0.141}_{-0.141}$	4.00 $^{+0.28}_{-0.28}$	27.23 $^{+0.96}_{-0.96}$	22.56 $^{+0.93}_{-0.93}$	4.67 $^{+0.33}_{-0.33}$
		4002	6.35 $^{+0.23}_{-0.23}$	2.835 $^{+0.124}_{-0.124}$	3.52 $^{+0.25}_{-0.25}$	17.86 $^{+0.66}_{-0.66}$	13.79 $^{+0.60}_{-0.60}$	4.08 $^{+0.29}_{-0.29}$
		4003	7.29 $^{+0.24}_{-0.24}$	3.234 $^{+0.127}_{-0.127}$	4.05 $^{+0.26}_{-0.26}$	24.83 $^{+0.83}_{-0.83}$	20.14 $^{+0.79}_{-0.79}$	4.69 $^{+0.31}_{-0.31}$
4004		6.39 $^{+0.21}_{-0.21}$	2.890 $^{+0.114}_{-0.114}$	3.50 $^{+0.21}_{-0.21}$	22.04 $^{+0.72}_{-0.72}$	17.97 $^{+0.71}_{-0.71}$	4.07 $^{+0.25}_{-0.25}$	
Regroupement Swift		6.68	6.56 $^{+0.13}_{-0.13}$	3.053 $^{+0.071}_{-0.071}$	3.51 $^{+0.13}_{-0.13}$	21.22 $^{+0.42}_{-0.42}$	17.14 $^{+0.40}_{-0.40}$	4.09 $^{+0.15}_{-0.15}$
		4005	5.80 $^{+0.23}_{-0.23}$	2.748 $^{+0.127}_{-0.127}$	3.05 $^{+0.23}_{-0.23}$	16.41 $^{+0.64}_{-0.64}$	12.82 $^{+0.59}_{-0.59}$	3.59 $^{+0.27}_{-0.27}$
		7000	6.70 $^{+0.20}_{-0.20}$	2.989 $^{+0.108}_{-0.108}$	3.71 $^{+0.21}_{-0.21}$	20.14 $^{+0.61}_{-0.61}$	15.80 $^{+0.57}_{-0.57}$	4.34 $^{+0.25}_{-0.25}$

TABLE 5.14 – Résultats pour Cyg OB2 #8A des ajustements lorsque les températures sont fixées.

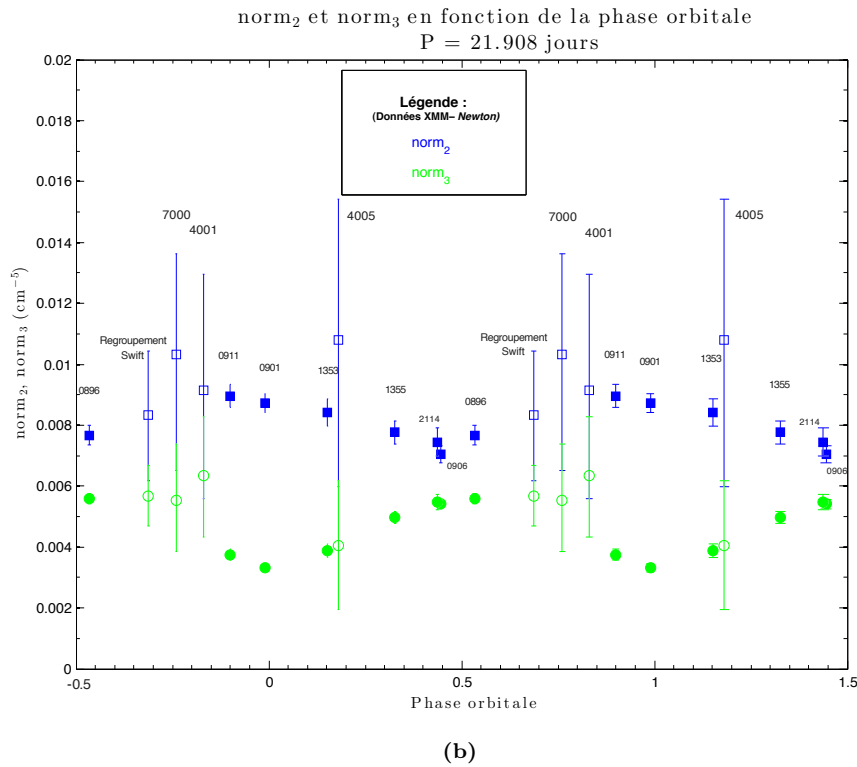
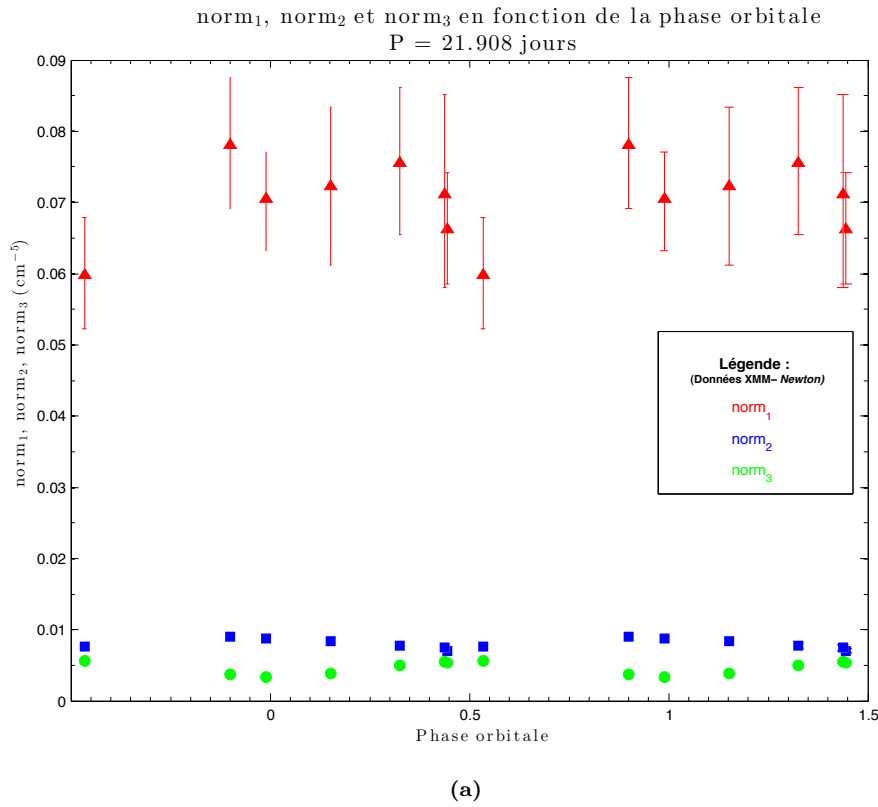


FIGURE 5.17 – Valeurs obtenues des trois facteurs de normalisation en fonction de la phase orbitale lorsque les températures sont fixées, pour les observations XMM-Newton (a). Les valeurs obtenues par les observations Swift n’ont pas été indiquées du fait que les valeurs du premier facteur de normalisation associées à ces observations sont entachées d’incertitudes importantes. La sous-figure (b) illustre les valeurs obtenues des deux derniers facteurs de normalisation pour les observations XMM-Newton et Swift, respectivement représentées par des symboles pleins et vides. Afin de ne pas surcharger inutilement le graphique, nous avons regroupé les observations Swift d’appellations 4002, 4003 et 4004. Dans ce même but, seules les appellations des observations Swift ont été retranscrites sur la sous-figure (b).

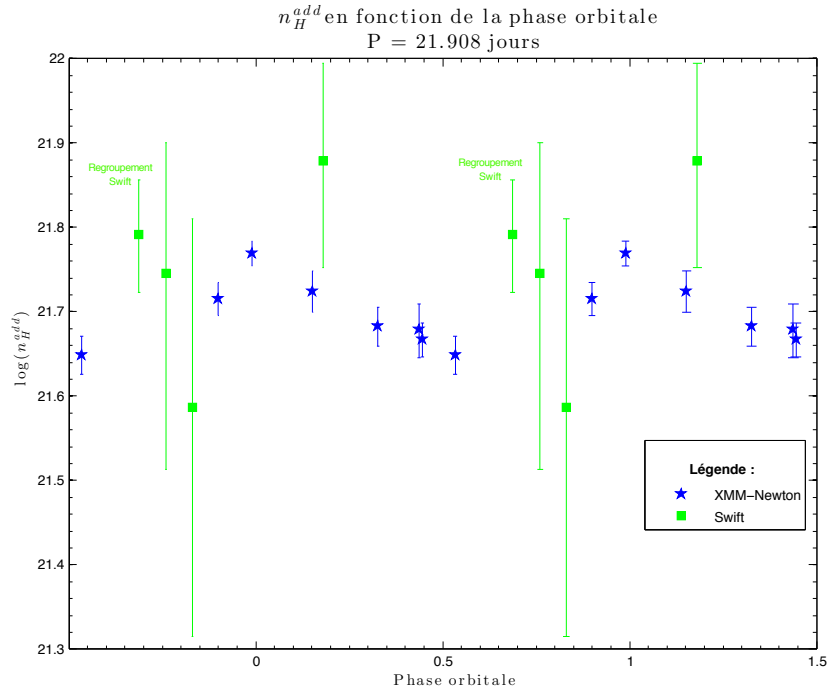
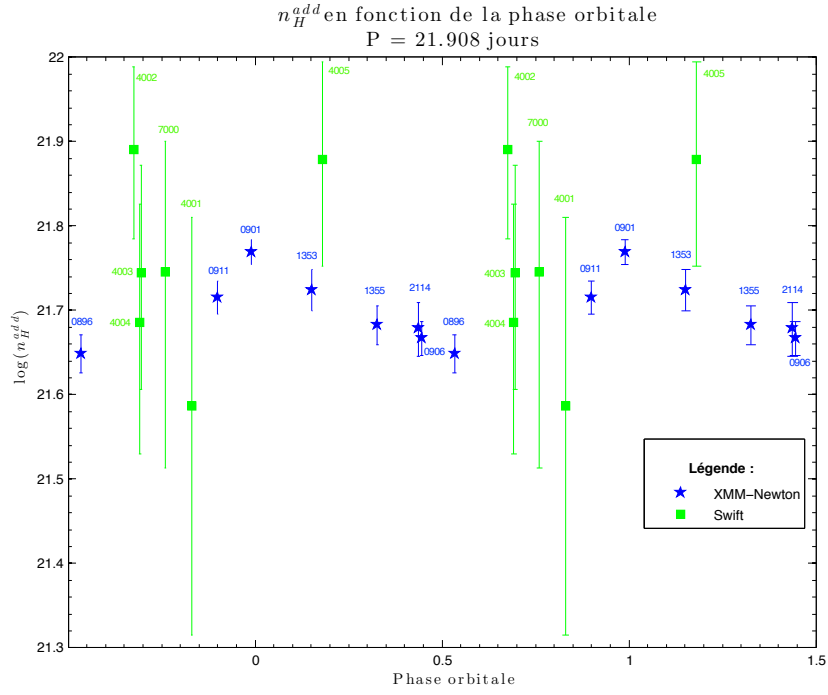


FIGURE 5.18 – Valeurs obtenues, grâce aux observations XMM-Newton et Swift de Cyg OB2 #8A, de la seconde composante d’absorption en fonction de la phase orbitale lorsque les températures sont fixées. Les observations Swift 4002, 4003 et 4004 ont été regroupées dans la sous-figure (b). L’observation Swift d’identifiant 4005 (en la phase 0.181) et l’observation regroupée ne doivent pas être rejetées du fait que la première ne se trouve qu’à 1σ de l’observation XMM-Newton de numéro de révolution 1353, tandis que la seconde observation Swift mentionnée ne se trouve qu’à 2σ de l’observation XMM-Newton de numéro de révolution 0896. Par souci de clarté, seule la sous-figure (a) indique les appellations des diverses observations.

Cyg OB2 #8A

Températures et premier facteur de normalisation fixés :

$$kT_1 = 0.230 \text{ keV}, kT_2 = 0.934 \text{ keV}, kT_3 = 1.995 \text{ keV}, \text{norm}_1 = 7.059 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-5}$$

	Appellation de l'observation	Phase	n_H^{add} ($\times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$)	norm2 ($\times 10^{-3} \text{ cm}^{-5}$)	norm3 ($\times 10^{-3} \text{ cm}^{-5}$)	χ^2 (d.d.l.)
Satellite spatial	XMM-Newton	0896	0.47 $^{+0.01}_{-0.01}$	7.57 $^{+0.31}_{-0.31}$	5.63 $^{+0.17}_{-0.17}$	1.37 (551)
		0901	0.59 $^{+0.01}_{-0.01}$	8.74 $^{+0.30}_{-0.30}$	3.32 $^{+0.15}_{-0.15}$	1.30 (504)
		0906	0.48 $^{+0.01}_{-0.01}$	7.00 $^{+0.28}_{-0.27}$	5.43 $^{+0.15}_{-0.15}$	1.39 (568)
		0911	0.50 $^{+0.01}_{-0.01}$	9.04 $^{+0.37}_{-0.37}$	3.72 $^{+0.19}_{-0.19}$	1.37 (477)
		1353	0.52 $^{+0.01}_{-0.01}$	8.44 $^{+0.41}_{-0.41}$	3.88 $^{+0.21}_{-0.22}$	1.09 (452)
		1355	0.47 $^{+0.01}_{-0.01}$	7.82 $^{+0.35}_{-0.35}$	4.95 $^{+0.19}_{-0.19}$	1.38 (517)
		2114	0.48 $^{+0.01}_{-0.01}$	7.45 $^{+0.44}_{-0.44}$	5.48 $^{+0.25}_{-0.25}$	1.39 (188)
		---	---	---	---	---
		4001	0.41 $^{+0.08}_{-0.07}$	9.08 $^{+3.82}_{-3.46}$	6.37 $^{+1.92}_{-2.00}$	0.92 (68)
		4002	0.55 $^{+0.09}_{-0.09}$	9.40 $^{+3.83}_{-3.60}$	5.36 $^{+1.86}_{-1.91}$	1.14 (59)
Satellite spatial	Swift	4003	0.42 $^{+0.09}_{-0.09}$	7.44 $^{+3.77}_{-3.44}$	6.94 $^{+1.85}_{-1.93}$	1.26 (71)
		4004	0.46 $^{+0.08}_{-0.07}$	7.59 $^{+3.02}_{-2.76}$	5.74 $^{+1.48}_{-1.53}$	0.98 (77)
		Regroupement Swift	0.49 $^{+0.04}_{-0.04}$	9.47 $^{+1.84}_{-1.76}$	5.26 $^{+0.90}_{-0.92}$	1.24 (172)
		4005	0.61 $^{+0.10}_{-0.09}$	12.3 $^{+4.1}_{-3.8}$	3.47 $^{+1.85}_{-1.90}$	0.97 (53)
		7000	0.54 $^{+0.07}_{-0.06}$	10.5 $^{+3.1}_{-2.9}$	5.48 $^{+1.56}_{-1.60}$	1.13 (83)
		---	---	---	---	---
		0.831	0.41 $^{+0.08}_{-0.07}$	9.08 $^{+3.82}_{-3.46}$	6.37 $^{+1.92}_{-2.00}$	0.92 (68)
		0.675	0.55 $^{+0.09}_{-0.09}$	9.40 $^{+3.83}_{-3.60}$	5.36 $^{+1.86}_{-1.91}$	1.14 (59)
		0.695	0.42 $^{+0.09}_{-0.09}$	7.44 $^{+3.77}_{-3.44}$	6.94 $^{+1.85}_{-1.93}$	1.26 (71)
		0.692	0.46 $^{+0.08}_{-0.07}$	7.59 $^{+3.02}_{-2.76}$	5.74 $^{+1.48}_{-1.53}$	0.98 (77)

	Appellation de l'observation	Phase	Flux observés ($\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)			Flux corrigés ($\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)		
			Total	Mou	Dur	Total	Mou	Dur
Satellite spatial	XMM-Newton	0896	6.24 $^{+0.03}_{-0.03}$	2.83 $^{+0.014}_{-0.014}$	3.42 $^{+0.03}_{-0.03}$	21.09 $^{+0.09}_{-0.09}$	17.12 $^{+0.08}_{-0.08}$	3.97 $^{+0.03}_{-0.03}$
		0901	4.83 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.31 $^{+0.01}_{-0.01}$	2.52 $^{+0.02}_{-0.02}$	14.97 $^{+0.07}_{-0.07}$	12.01 $^{+0.06}_{-0.06}$	2.96 $^{+0.03}_{-0.03}$
		0906	5.94 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.69 $^{+0.01}_{-0.01}$	3.25 $^{+0.03}_{-0.03}$	20.24 $^{+0.08}_{-0.08}$	16.45 $^{+0.08}_{-0.08}$	3.78 $^{+0.03}_{-0.03}$
		0911	5.48 $^{+0.04}_{-0.04}$	2.71 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.77 $^{+0.03}_{-0.03}$	19.20 $^{+0.13}_{-0.13}$	15.94 $^{+0.10}_{-0.10}$	3.26 $^{+0.04}_{-0.04}$
		1353	5.30 $^{+0.03}_{-0.03}$	2.55 $^{+0.02}_{-0.02}$	2.75 $^{+0.04}_{-0.04}$	17.82 $^{+0.11}_{-0.11}$	14.60 $^{+0.11}_{-0.11}$	3.23 $^{+0.04}_{-0.04}$
		1355	5.95 $^{+0.03}_{-0.03}$	2.79 $^{+0.02}_{-0.02}$	3.16 $^{+0.03}_{-0.03}$	20.89 $^{+0.11}_{-0.11}$	17.20 $^{+0.11}_{-0.11}$	3.68 $^{+0.04}_{-0.04}$
		2114	6.11 $^{+0.04}_{-0.04}$	2.80 $^{+0.02}_{-0.02}$	3.31 $^{+0.04}_{-0.04}$	20.68 $^{+0.13}_{-0.13}$	16.84 $^{+0.12}_{-0.12}$	3.84 $^{+0.05}_{-0.05}$
		---	---	---	---	---	---	---
		4001	7.43 $^{+0.26}_{-0.26}$	3.43 $^{+0.14}_{-0.14}$	3.99 $^{+0.28}_{-0.28}$	27.16 $^{+0.95}_{-0.95}$	22.50 $^{+0.92}_{-0.92}$	4.66 $^{+0.33}_{-0.33}$
		4002	6.28 $^{+0.23}_{-0.23}$	2.77 $^{+0.12}_{-0.12}$	3.51 $^{+0.25}_{-0.25}$	18.70 $^{+0.69}_{-0.69}$	14.59 $^{+0.64}_{-0.64}$	4.11 $^{+0.29}_{-0.29}$
Satellite spatial	Swift	4003	7.23 $^{+0.24}_{-0.24}$	3.20 $^{+0.13}_{-0.13}$	4.02 $^{+0.26}_{-0.26}$	25.82 $^{+0.86}_{-0.86}$	21.15 $^{+0.83}_{-0.83}$	4.68 $^{+0.30}_{-0.30}$
		4004	6.38 $^{+0.21}_{-0.21}$	2.88 $^{+0.11}_{-0.11}$	3.50 $^{+0.21}_{-0.21}$	22.14 $^{+0.72}_{-0.72}$	18.06 $^{+0.71}_{-0.71}$	4.08 $^{+0.25}_{-0.25}$
		Regroupement Swift	6.53 $^{+0.13}_{-0.13}$	3.01 $^{+0.07}_{-0.07}$	3.52 $^{+0.13}_{-0.13}$	21.75 $^{+0.43}_{-0.43}$	17.63 $^{+0.41}_{-0.41}$	4.12 $^{+0.15}_{-0.15}$
		4005	5.76 $^{+0.23}_{-0.23}$	2.72 $^{+0.13}_{-0.13}$	3.04 $^{+0.23}_{-0.23}$	16.66 $^{+0.65}_{-0.65}$	13.07 $^{+0.60}_{-0.60}$	3.59 $^{+0.28}_{-0.28}$
		7000	6.69 $^{+0.20}_{-0.20}$	2.99 $^{+0.11}_{-0.11}$	3.71 $^{+0.21}_{-0.21}$	20.16 $^{+0.61}_{-0.61}$	15.82 $^{+0.57}_{-0.57}$	4.34 $^{+0.25}_{-0.25}$
		---	---	---	---	---	---	---
		0.831	7.43 $^{+0.26}_{-0.26}$	3.43 $^{+0.14}_{-0.14}$	3.99 $^{+0.28}_{-0.28}$	27.16 $^{+0.95}_{-0.95}$	22.50 $^{+0.92}_{-0.92}$	4.66 $^{+0.33}_{-0.33}$
		0.675	6.28 $^{+0.23}_{-0.23}$	2.77 $^{+0.12}_{-0.12}$	3.51 $^{+0.25}_{-0.25}$	18.70 $^{+0.69}_{-0.69}$	14.59 $^{+0.64}_{-0.64}$	4.11 $^{+0.29}_{-0.29}$
		0.695	7.23 $^{+0.24}_{-0.24}$	3.20 $^{+0.13}_{-0.13}$	4.02 $^{+0.26}_{-0.26}$	25.82 $^{+0.86}_{-0.86}$	21.15 $^{+0.83}_{-0.83}$	4.68 $^{+0.30}_{-0.30}$
		0.692	6.38 $^{+0.21}_{-0.21}$	2.88 $^{+0.11}_{-0.11}$	3.50 $^{+0.21}_{-0.21}$	22.14 $^{+0.72}_{-0.72}$	18.06 $^{+0.71}_{-0.71}$	4.08 $^{+0.25}_{-0.25}$

TABLE 5.15 – Résultats pour Cyg OB2 #8A des ajustements lorsque les températures et le paramètre norm₁ sont fixés.

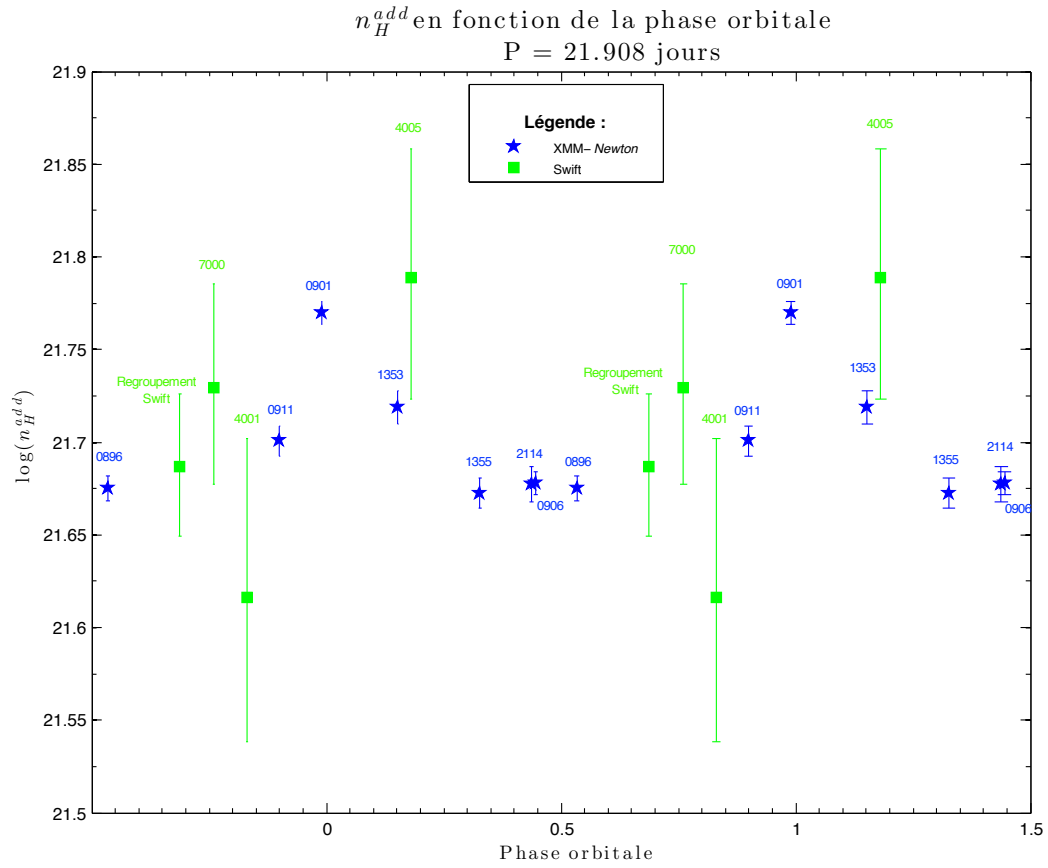


FIGURE 5.19 – Variation de la seconde composante d’absorption lorsque les températures et le premier facteur de normalisation sont fixés. Les observations XMM-*Newton* et Swift ont été utilisées. Notons que les observations Swift 4002, 4003 et 4004 ont été regroupées pour plus de clarté.

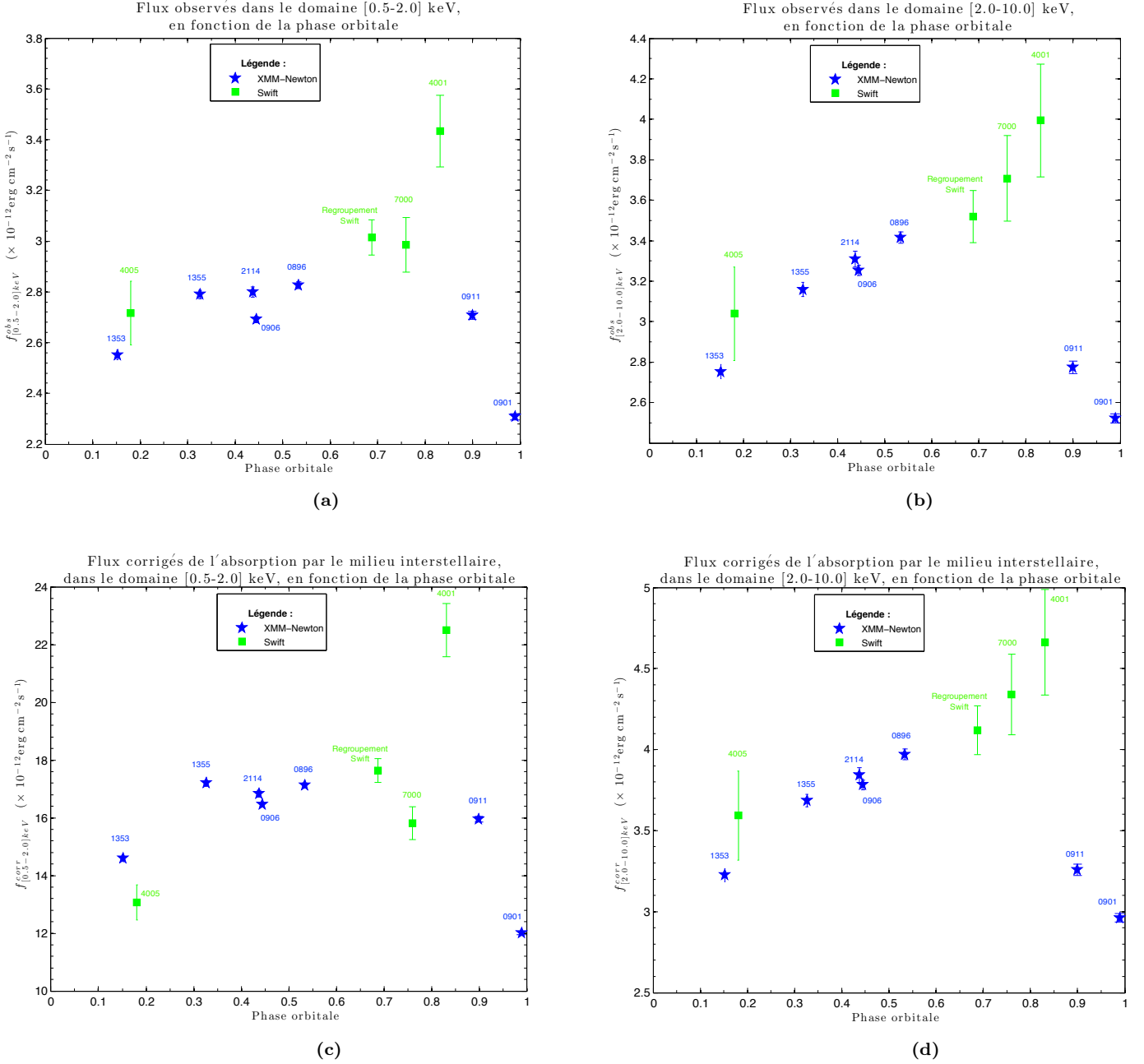


FIGURE 5.20 – Flux observés (*en haut*) et corrigés de l'absorption par le milieu interstellaire (*en bas*) lorsque les températures et le paramètre norm_1 sont fixés, en fonction de la phase orbitale, pour une période de 21.908 jours. Les sous-figures de gauche correspondent au domaine d'énergie *mou*, et celles de droite correspondent au domaine *dur*. Dans ces différents graphiques, les observations Swift 4002, 4003 et 4004 ont été regroupées.

5.3.2 Interprétation des résultats

À la suite des ajustements des spectres de Cyg OB2 #8A, plusieurs constatations peuvent être faites :

- les températures sont approximativement constantes ;
- l’absorption supplémentaire varie : elle possède un maximum situé près du périastre et un minimum aux environs de l’apoastre ;
- les deuxième et troisième facteurs de normalisation varient et sont anticorrélés : le minimum du deuxième facteur de normalisation à l’apoastre correspond au maximum du troisième facteur de normalisation ;
- le flux global varie entre une valeur minimale au périastre et une valeur maximale aux environs de la phase 0.80.

Les températures sont légèrement inférieures au périastre, mais cette variation n’est pas significative si les barres d’erreur sont prises en considération. Cette faible variation des températures est probablement liée à la variation de la séparation relative entre les composantes du système binaire le long de l’orbite, donc à la variation des vitesses des vents stellaires avant leur collision (De Becker et al. 2006, Blomme et al. 2010). En effet, la distance entre les composantes du système binaire étant minimale au périastre, les vents n’ont pu être accélérés suffisamment longtemps, leur vitesse pré-choc est donc moins élevée qu’aux autres phases et la température du plasma est ainsi plus faible. Notons que nos résultats sont en accord avec Blomme et al. (2010), qui ont suggéré de légères variations de la température la plus élevée, en considérant toutefois également cette tendance avec précaution, du fait de la dispersion et des incertitudes sur les données.

Il est également intéressant de se poser la question de savoir si les valeurs de la température la plus chaude correspondent bien à ce qui est attendu pour une collision de vents stellaires. De Becker et al. (2006) ont, grâce aux valeurs des distances entre les étoiles primaire et secondaire et leur choc de vents, considérées aux phases 0.0 et 0.5¹⁶, à une des équations de Rankine-Hugoniot (équation (3.5)) ainsi qu’aux valeurs des paramètres indiquées dans la TABLE 5.11, pu déterminer les températures post-choc : 25 MK en la phase $\Phi \sim 0.0$ et 35 MK en la phase $\Phi \sim 0.5$. En considérant les observations XMM-Newton de numéros de révolution 0896 ($\Phi \sim 0.5$) et 0901 ($\Phi \sim 0.0$), ils ont trouvé pour ces températures les valeurs de 21 et 18 MK, respectivement, alors que nous trouvons ici les valeurs de 24 et 21 MK¹⁷. Comme mentionné par De Becker et al. (2006), le fait que les températures observées soient plus faibles qu’attendues pourrait être dû à l’effet de l’inhibition radiative, qui serait responsable d’une décélération des vents. Toutefois, deux aspects entrent également en jeu : le fait que les détecteurs EPIC ne sont pas sensibles au-delà de 10.0 keV, et le fait qu’une partie de l’émission X naisse le long du cône de choc où les collisions ne sont pas frontales, et pas uniquement à l’apex.

En ne considérant que les données XMM-Newton, nous remarquons que la deuxième composante d’absorption est maximale en la phase ~ 0.0 ¹⁸ (voir FIGURE 5.19), ce qui est en accord avec De Becker et al. (2006). Cela est dû au fait que l’étoile primaire qui possède le vent le plus fort (voir TABLE 5.11) se trouve devant l’étoile secondaire, vu depuis la Terre en cette phase orbitale (voir FIGURES 5.13 et 5.21). Notons que cette tendance à l’augmentation de la seconde composante d’absorption a également été observée dans les spectres obtenus avec l’instrument RGS (De Becker et al. 2006). Cette absorption importante a pour conséquence logique un taux de comptage et un flux *mous* plus faibles au périastre (voir SOUS-FIGURES 5.14(a), 5.14(b) et 5.20(a), 5.20(c)). De plus, un maximum du flux *mou* est observé en la phase ~ 0.80 (voir FIGURE 5.20(a)), en accord avec le maximum trouvé par De Becker et al. (2006) en la phase ~ 0.75 (voir graphique supérieur de la FIGURE 5.13). Cette valeur élevée du flux *mou* devrait être corrélée avec une faible valeur de la deuxième composante d’absorption (voir FIGURE 5.18). Cependant, les données Swift en la phase ~ 0.80 ne permettent pas d’affirmer que la seconde composante d’absorption possède une valeur plus faible à proximité de cette phase. Il est cependant important de noter que seule l’observation Swift d’appellation 4001 révèle une augmentation du flux *mou*, ce résultat devant dès lors être considéré avec prudence. Notons que l’émission de flux *mou* dépend de plusieurs paramètres, comme la densité de plasma émetteur ou les vitesses

16. Ces distances valent $d_{1,\Phi=0.0} = 58 R_{\odot}$, $d_{2,\Phi=0.0} = 50 R_{\odot}$ et $d_{1,\Phi=0.5} = 95 R_{\odot}$, $d_{2,\Phi=0.5} = 81 R_{\odot}$, les indices « 1 » et « 2 » se référant respectivement aux étoiles primaire et secondaire du système binaire (De Becker et al. 2006).

17. La différence entre nos valeurs et celles de De Becker et al. (2006) étant due à l’amélioration des modèles d’émission *apéc* ainsi qu’au choix de la valeur de la colonne de matière associée au milieu interstellaire : nous avons considéré la valeur $n_{\text{H}}^{\text{ISM}} = 0.91 \times 10^{22} \text{ H cm}^{-2}$, tandis que De Becker et al. (2006) ont utilisé la valeur de $0.94 \times 10^{22} \text{ H cm}^{-2}$.

18. C’est-à-dire en la phase où les deux premiers facteurs de normalisation sont également maximaux.

des vents pré-choc.

Remarquons que le domaine de phases où la seconde composante d'absorption et le flux *mou* possèdent respectivement des valeurs élevées et faibles (ce domaine s'étendant de la phase ~ 0.95 à la phase ~ 0.3) correspond au domaine sur lequel l'étoile primaire se trouve devant l'étoile secondaire.

D'autre part, le facteur de normalisation associé à la composante d'émission *dure*, ainsi que le taux de comptage et le flux *durs* possèdent des minima au périastre (voir FIGURE 5.17, SOUS-FIGURES 5.14(c), 5.14(d) et SOUS-FIGURE 5.20(b)) et le facteur de normalisation possède des maxima en la phase ~ 0.5 . La variation de ce facteur de normalisation associé à la composante d'émission *dure* suit parfaitement celle de la séparation relative entre les composantes de Cyg OB2 #8A (ce qui est attendu pour une collision de vents radiative, voir troisième graphique en partant du haut de la FIGURE 5.13). En effet, la variation relative du troisième facteur de normalisation entre l'apoastre et le périastre est d'environ 40.6 % tandis que la variation relative de la séparation entre les composantes de Cyg OB2 #8A est d'environ 38.7 %. Cette variation de la séparation relative permet ainsi d'engendrer une variation des vitesses des vents stellaires (donc une variation des températures comme déjà mentionné précédemment) et par conséquent une variation du troisième facteur de normalisation.

Les variations des taux de comptage et flux *durs* peuvent se justifier de la manière suivante. Dans la mesure où les étoiles de Cyg OB2 #8A sont proches (voir TABLE 5.11), la luminosité X devrait suivre une relation de la forme $L_X \propto f \dot{M} v_w^2$ (voir SECTION 3.2). Le flux *dur* devrait donc être minimal au périastre du fait que les vents ne devraient pas avoir atteint leur vitesse terminale, ce qui est observé. Par ailleurs, nous constatons une augmentation du flux X *dur* pour les observations Swift proches de la phase ~ 0.80 . L'impact du faible rapport signal-sur-bruit de ces données pourrait être invoqué dans le but d'expliquer cette augmentation. Cependant, un maximum du taux de comptage a déjà été remarqué par Blomme et al. (2010) avec des données obtenues par les satellites ASCA et ROSAT (voir le graphique du bas de leur FIGURE 1). L'augmentation en flux constatée dans le présent travail entre les phases ~ 0.5 et 0.8 (voir FIGURE 5.20) corrobore celle du taux de comptage de Blomme et al. (2010). Notons que cette augmentation n'a pu être justifiée jusqu'à présent.

Cependant, les premier et deuxième facteurs de normalisation présentent un minimum à l'apoastre, en accord avec les résultats de Blomme et al. (2010). Les facteurs de normalisation sont proportionnels à la mesure d'émission (voir équation (1.6) du CHAPITRE 1), elle-même proportionnelle à la densité de plasma. Lors du périastre, cette densité est maximale du fait qu'elle est inversement proportionnelle au carré de la distance entre les composantes du système binaire. Les variations des deux premiers facteurs de normalisation reflètent ainsi la variation de la densité de plasma, tandis que la variation de la vitesse des vents est responsable de celle de la composante d'émission *dure*.

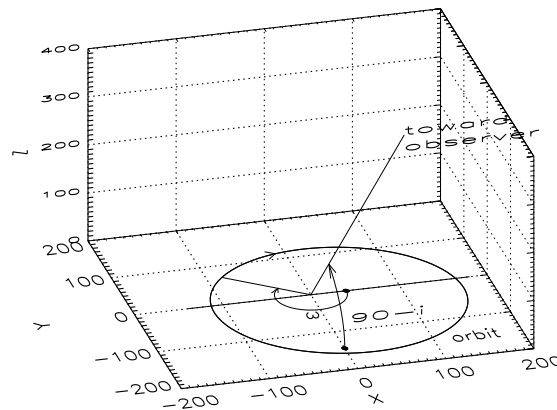


FIGURE 5.21 – Illustration de l'inclinaison i de l'orbite de Cyg OB2 #8A (Blomme et al. 2010).

L'étoile primaire se trouve en l'origine de l'espace à trois dimensions des simulations réalisées par Blomme et al. (2010), tandis que l'étoile secondaire se déplace sur son orbite dans le sens indiqué par la flèche. Source : Blomme et al. 2010.

5.3.3 Perspectives

En conclusion, le système Cyg OB2 #8A est un système binaire à collision de vents de période 21.908 jours. De par ce qui vient d'être évoqué, nos résultats confirment et complètent les résultats obtenus par De Becker et al. (2006) et Blomme et al. (2010). Il serait à présent nécessaire de développer un modèle hydrodynamique dans le but de comprendre l'augmentation du flux *dur* en la phase ~ 0.8 (voir SOUS-FIGURES 5.20(b) et 5.20(d)).

5.4 Cyg OB2 #12

Portons à présent notre attention sur Cyg OB2 #12. En ce qui concerne ses coordonnées équatoriales à l'époque astronomique J2000, son ascension droite prend pour valeur 20h32m40.960s tandis que sa déclinaison vaut $+41^{\circ}14'29.28''$ [93]. La magnitude absolue de cette étoile dans le filtre V vaut approximativement $M_V \simeq -10$, ce qui permet de la considérer comme étant l'une des étoiles les plus brillantes de notre Galaxie, dans le domaine visible. En ce qui concerne sa température effective et sa luminosité bolométrique, notons les valeurs suggérées par van Genderen (2001) : $\log(T_{\text{eff}}) = 4.11$ K et $\log(L_{\text{BOL}}) = 6.42$ L_{\odot} . Une estimation du rayon stellaire de cette étoile, $338 R_{\odot}$, a été fournie par Bieging et al. (1989).

Se trouvant située au-dessus de la limite de Humphreys-Davidson¹⁹ dans le diagramme HR, Cyg OB2 #12 devrait présenter toutes les caractéristiques d'une LBV (pour *Luminous Blue Variable*). Ces LBVs, également nommées variables S Doradus, se placent dans le coin supérieur gauche du diagramme HR : elles correspondent à des étoiles supergéantes (voire hypergéantes) instables présentant des variations de luminosité lentes et longues, interrompues par des éruptions occasionnelles associées à d'importants épisodes de perte de masse. Une caractéristique typique des LBVs est le fait qu'au moment d'une éruption, une LBV se situe au-delà de la limite de Humphreys-Davidson. Ces éruptions peuvent être scindées en deux catégories [86] :

- les éruptions dites *normales* dont la durée typique est de l'ordre de quelques années. Au cours de ces phénomènes qui sont le résultat d'une dilatation de la photosphère de l'étoile, la luminosité bolométrique reste constante tandis que la magnitude visuelle peut croître de une à deux magnitudes ;
- les éruptions *géantes* au cours desquelles une augmentation de la magnitude de 2 à 3 mag ainsi qu'une augmentation de la luminosité bolométrique peuvent être observées.

La présence de nébuleuses riches en azote enveloppant ces étoiles LBVs est une conséquence des éruptions, et les LBVs constituent probablement des étoiles résultant de l'évolution d'étoiles de la séquence principale, et destinées à devenir des étoiles Wolf-Rayet, la phase de LBV étant une phase de transition de courte durée (inférieure à 10^5 ans, Nazé et al. 2012b). Cependant, les propriétés relatives aux étoiles LBVs sont moins bien connues que celles d'étoiles WR ou de type spectral O. La vitesse des vents stellaires observée dans les LBVs serait de l'ordre de quelques centaines de km s^{-1} , bien qu'il reste difficile de contraindre précisément la vitesse de ces vents. Notons également qu'un important taux de perte de masse (supérieur à $10^{-4} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$) caractérise ces objets.

Cyg OB2 #12 subit un rougissement interstellaire notable, bien plus élevé que celui associé à la valeur moyenne des autres étoiles OB de l'association Cyg OB2 (notons en effet la valeur $E(B - V) = 3.40$ rapportée par van Genderen 2001), ce qui rend difficile la détermination des propriétés du vent stellaire associé à Cyg OB2 #12. Le taux de perte de masse de Cyg OB2 #12 peut être supposé approximativement égal à $4 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$. Au niveau de la vitesse du vent stellaire, Leitherer et al. (1982) ont suggéré une valeur de 1400 km s^{-1} sur base de l'étude du profil de raie de H_{α} , White & Becker (1983) ont quant à eux suggéré la valeur de 1000 km s^{-1} , Kolchikova & Chentsov (2004) la valeur de 150 km s^{-1} et plus récemment Clark et al. (2012) la valeur de 400 km s^{-1} . Cependant, des chocs au sein de vents animés par ces deux dernières vitesses ne peuvent être à même d'expliquer les températures de plasma déterminées à la suite d'ajustements de spectres (voir SECTION 5.4.1). Par contre, Souza & Luste (1980) ont évoqué une possible existence d'une coquille en expansion à la vitesse de 1400 km s^{-1} , sur la base de l'observation des variations de la raie H_{α} en absorption vers le côté bleu du spectre. Wang & Zhu (2003) ont quant à eux associé à cette coquille une vitesse de 3100 km s^{-1} .

Cependant, Cyg OB2 #12 n'est pas typique car certaines des caractéristiques de LBVs ne semblent pas exister pour cette étoile, ou du moins n'ont pas encore été constatées. Parmi les propriétés absentes, citons les variations de température ou encore des traces de matière circumstellaire (Clark et al. 2012). Le type spectral de l'étoile Cyg OB2 #12, estimé tour à tour à B3 Ia, B5 Ie et B8 Ia, semblait varier avec le temps, mais Clark et al. (2012) n'ont pas décelé d'évolution à long terme lors de leur étude des données spectroscopiques des cinquante dernières années ; ils ont alors proposé le type spectral B3-4 Ia⁺ pour Cyg OB2 #12.

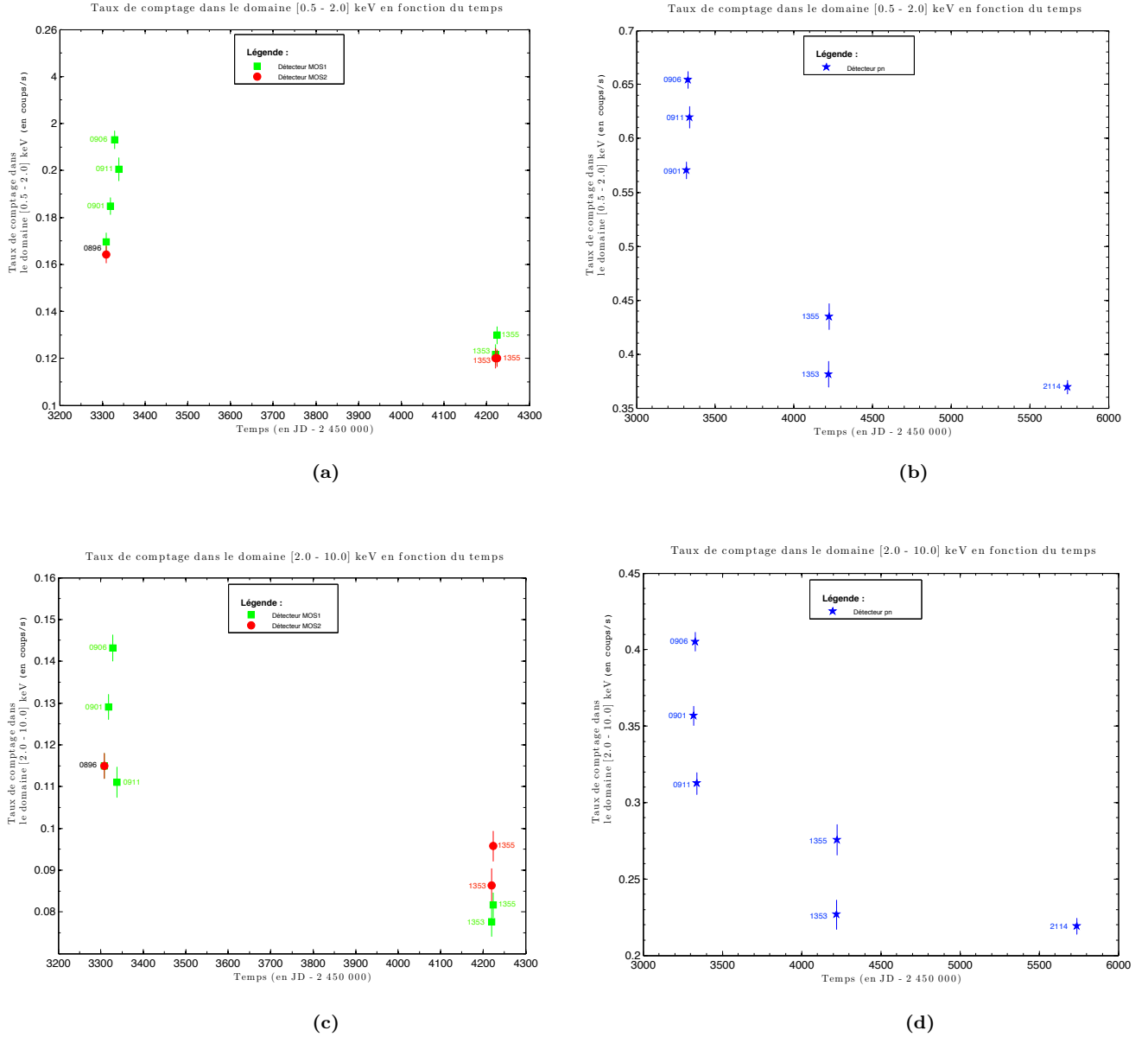
19. La limite de Humphreys-Davidson correspond à la limite théorique supérieure de luminosité à partir de laquelle la pression de radiation d'un objet émetteur de rayonnement excède l'attraction gravitationnelle du corps céleste. On pense actuellement que les étoiles massives dont l'emplacement dans le diagramme HR se trouve au-dessus de cette limite doivent présenter des signes d'instabilités, comme c'est le cas des variables lumineuses bleues (voir la suite du texte).

Une autre différence entre Cyg OB2 #12 et les LBVs typiques concerne l'émission X. En effet, les LBVs ne sont pas des sources brillantes de rayons X (Nazé et al. 2012b). Une tentative d'explication réside d'une part dans le fait que l'absorption locale par le vent stellaire semble être trop importante, rendant ainsi indétectable le rayonnement X issu des couches profondes de l'atmosphère stellaire, et d'autre part dans le fait que la vitesse du vent stellaire ne puisse être suffisante pour engendrer des plasmas chauds lors de chocs dans le vent. Rauw (2011) a cependant mesuré pour le flux X de Cyg OB2 #12 une valeur de $f_X^{\text{obs}} = 2.7 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce qui conduit à une luminosité non absorbée $L_X^{\text{corr}} = 8.2 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ et une valeur $\log\left(\frac{L_X}{L_{\text{BOL}}}\right) = -6.10$. Ces valeurs sont exceptionnellement élevées pour les étoiles massives, et en particulier pour les étoiles de type spectral B. De plus, le spectre X se révèle plutôt dur, comme le prouve la présence d'une raie Fe K $_{\alpha}$ à 6.7 keV (Rauw 2011). Enfin, le flux X varie avec une amplitude d'environ 37 % et sur des échelles de temps de l'ordre de l'année, en plus de présenter une variation (~ 10 %) à court terme allant de quelques jours à plusieurs semaines (Rauw 2011). Un plasma aussi chaud et de telles variations ne s'expliquent pas dans le cas d'une étoile massive « normale ». Mentionnons également que Albacete Colombo et al. (2007) ont noté une décroissance approximativement linéaire du taux de comptage mesuré grâce à l'instrument ACIS-I à bord de CHANDRA, d'environ 12 %, au cours d'une observation de 100 ks. Cependant, ce résultat doit être considéré avec précaution du fait que cette observation est affectée par du *pile-up*.

De ces informations ressort l'hypothèse que Cyg OB2 #12 pourrait constituer soit un système binaire excentrique à collision de vents dont la deuxième étoile posséderait un vent très rapide, soit une étoile isolée caractérisée par un important champ magnétique à l'origine d'un confinement du vent stellaire près de l'équateur magnétique (voir la note 8 en page 49). Cette dernière possibilité présente l'avantage de rendre compte des variations observées sur des échelles de temps aussi courtes que le jour (Rauw 2011). Pour tenter de mieux comprendre ce système, nous avons analysé sept observations réalisées par XMM-*Newton* et six observations réalisées par Swift.

Analyse du comportement des taux de comptage des détecteurs EPIC pour les domaines d'énergie *mou* et *dur*

La FIGURE 5.22 illustre les variations des taux de comptage des détecteurs MOS1, MOS2 et pn en fonction du temps, dans les domaines *mou* et *dur*. Nous remarquons que les taux de comptage ne cessent de décroître sur l'intervalle de temps exploré par les observations XMM-Newton.



5.4.1 Résultats obtenus

De par le fait qu'aucune période n'a été associée à Cyg OB2 #12 dans le passé, les différents graphiques relatifs à cet objet illustreront des variations temporelles plutôt que des variations avec la phase orbitale. Mentionnons que les cinq premières observations Swift ont, pour des raisons de clarté, été regroupées dans certains graphiques figurant dans cette section.

5.4.1.1 Démarche adoptée

D'une façon similaire à ce qui a été effectué pour Cyg OB2 #5 et #8A, différents essais ont été réalisés dans le logiciel XSPEC afin de déterminer le nombre de composantes thermiques nécessaires pour représenter au mieux les spectres de Cyg OB2 #12. Nous avons ainsi trouvé qu'un modèle comprenant deux composantes thermiques permet d'obtenir un χ^2_ν de faible valeur. Comme déjà mentionné à la page 70, un modèle sans composante additionnelle d'absorption a été considéré pour Cyg OB2 #12. Ceci se justifie par le fait que des essais d'ajustements de spectres ont d'abord été réalisés en considérant une seconde composante d'absorption, et que les valeurs obtenues pour cette composante étaient approximativement nulles. Il devenait dès lors inutile de considérer cette composante d'absorption dans le modèle de spectre utilisé, ce qui est cohérent avec les faibles valeurs des absorptions additionnelles pour les étoiles de type spectral B (Nazé 2009), mais ne l'est pas avec l'existence d'un vent dense d'une LBV.

Mentionnons que nous ne considérerons pas les données issues des observations ROSAT d'identifiants 200109 et 900314. Cela se justifie par le fait que ces observations ont respectivement été réalisées en 1991 et en 1993 : la première observation XMM-Newton ayant eu lieu en 2004, un intervalle de temps supérieur à dix ans est *vide d'observation*, ces conditions n'étant pas optimales pour une recherche d'une éventuelle période de variation du rayonnement X.

5.4.1.2 Résultats obtenus lorsque tous les paramètres du modèle sont laissés libres

Comme pour les objets Cyg OB2 #5 et #8A, des ajustements de spectres de Cyg OB2 #12 obtenus grâce aux observations XMM-Newton ont dans un premier temps été réalisés, sans que les paramètres ne soient contraints. Les résultats obtenus sont indiqués dans la TABLE 5.16.

La FIGURE 5.23 illustre les températures retranscrites dans la TABLE 5.16 en fonction du temps. Ces températures semblent être faiblement dispersées autour des valeurs

$$\begin{aligned} kT_1 &= 0.855 \text{ keV} \\ \text{et } kT_2 &= 2.110 \text{ keV.} \end{aligned}$$

Elles seront donc fixées par la suite.

Cyg OB2 #12

Paramètres laissés libres

	Numéro de révolution	JD - 2450000	kT ₁ (keV)	kT ₂ (keV)	norm ₁ ($\times 10^{-3} \text{ cm}^{-5}$)	norm ₂ ($\times 10^{-3} \text{ cm}^{-5}$)	χ^2 (d.d.l.)
Satellite spatial ----- XMM-Newton	0896	3308.579	$0.789^{+0.180}_{-0.065}$	$1.842^{+0.196}_{-0.200}$	$6.97^{+0.69}_{-0.47}$	$3.15^{+0.77}_{-1.67}$	1.22 (216)
	0901	3318.558	$0.934^{+0.040}_{-0.040}$	$2.484^{+0.632}_{-0.314}$	$7.51^{+0.43}_{-0.42}$	$1.71^{+0.48}_{-0.50}$	1.12 (255)
	0906	3328.543	$0.929^{+0.040}_{-0.043}$	$2.069^{+0.329}_{-0.217}$	$8.16^{+0.53}_{-0.66}$	$2.30^{+0.72}_{-0.60}$	1.32 (264)
	0911	3338.505	$0.886^{+0.043}_{-0.109}$	$2.324^{+1.072}_{-0.550}$	$8.90^{+0.47}_{-0.61}$	$1.04^{+1.00}_{-0.50}$	1.08 (205)
	1353	4220.355	$0.742^{+0.087}_{-0.170}$	$2.035^{+0.407}_{-0.266}$	$5.62^{+0.64}_{-0.67}$	$1.79^{+0.94}_{-0.49}$	1.28 (204)
	1355	4224.170	$0.902^{+0.054}_{-0.120}$	$2.228^{+0.672}_{-0.422}$	$5.44^{+0.43}_{-0.68}$	$1.40^{+0.82}_{-0.49}$	1.18 (241)
	2114	5738.254	$0.806^{+0.112}_{-0.086}$	$1.790^{+0.290}_{-0.231}$	$4.80^{+0.53}_{-0.73}$	$1.86^{+0.72}_{-0.72}$	1.12 (108)

	Numéro de révolution	JD - 2450000	Flux observés ($\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)			Flux corrigés ($\times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)		
			Total	Mou	Dur	Total	Mou	Dur
Satellite spatial ----- XMM-Newton	0896	3308.579	$2.49^{+0.03}_{-0.03}$	$0.815^{+0.014}_{-0.014}$	$1.68^{+0.04}_{-0.04}$	$25.7^{+0.3}_{-0.3}$	$23.3^{+0.4}_{-0.4}$	$2.39^{+0.05}_{-0.05}$
	0901	3318.558	$2.66^{+0.02}_{-0.02}$	$0.851^{+0.009}_{-0.009}$	$1.80^{+0.02}_{-0.02}$	$24.5^{+0.2}_{-0.2}$	$22.0^{+0.2}_{-0.2}$	$2.54^{+0.03}_{-0.03}$
	0906	3328.543	$2.80^{+0.02}_{-0.02}$	$0.927^{+0.011}_{-0.011}$	$1.87^{+0.02}_{-0.02}$	$26.1^{+0.2}_{-0.2}$	$23.4^{+0.3}_{-0.3}$	$2.68^{+0.03}_{-0.03}$
	0911	3338.505	$2.27^{+0.03}_{-0.03}$	$0.877^{+0.014}_{-0.014}$	$1.40^{+0.03}_{-0.03}$	$27.4^{+0.3}_{-0.3}$	$25.4^{+0.4}_{-0.4}$	$2.05^{+0.05}_{-0.05}$
	1353	4220.355	$1.67^{+0.03}_{-0.03}$	$0.571^{+0.013}_{-0.013}$	$1.10^{+0.03}_{-0.03}$	$19.7^{+0.4}_{-0.4}$	$18.2^{+0.4}_{-0.4}$	$1.55^{+0.05}_{-0.05}$
	1355	4224.170	$1.81^{+0.03}_{-0.03}$	$0.599^{+0.012}_{-0.012}$	$1.21^{+0.03}_{-0.03}$	$17.6^{+0.3}_{-0.3}$	$15.9^{+0.3}_{-0.3}$	$1.72^{+0.05}_{-0.05}$
	2114	5738.254	$1.59^{+0.03}_{-0.03}$	$0.560^{+0.009}_{-0.009}$	$1.03^{+0.03}_{-0.03}$	$17.2^{+0.3}_{-0.3}$	$15.8^{+0.2}_{-0.2}$	$1.47^{+0.04}_{-0.04}$

TABLE 5.16 – Résultats des ajustements libres, pour Cyg OB2 #12. Notons que les *bins* relatifs aux énergies inférieures à 0.4 keV ont été ignorés (ceci restera valable dans la suite de l'analyse de Cyg OB2 #12).

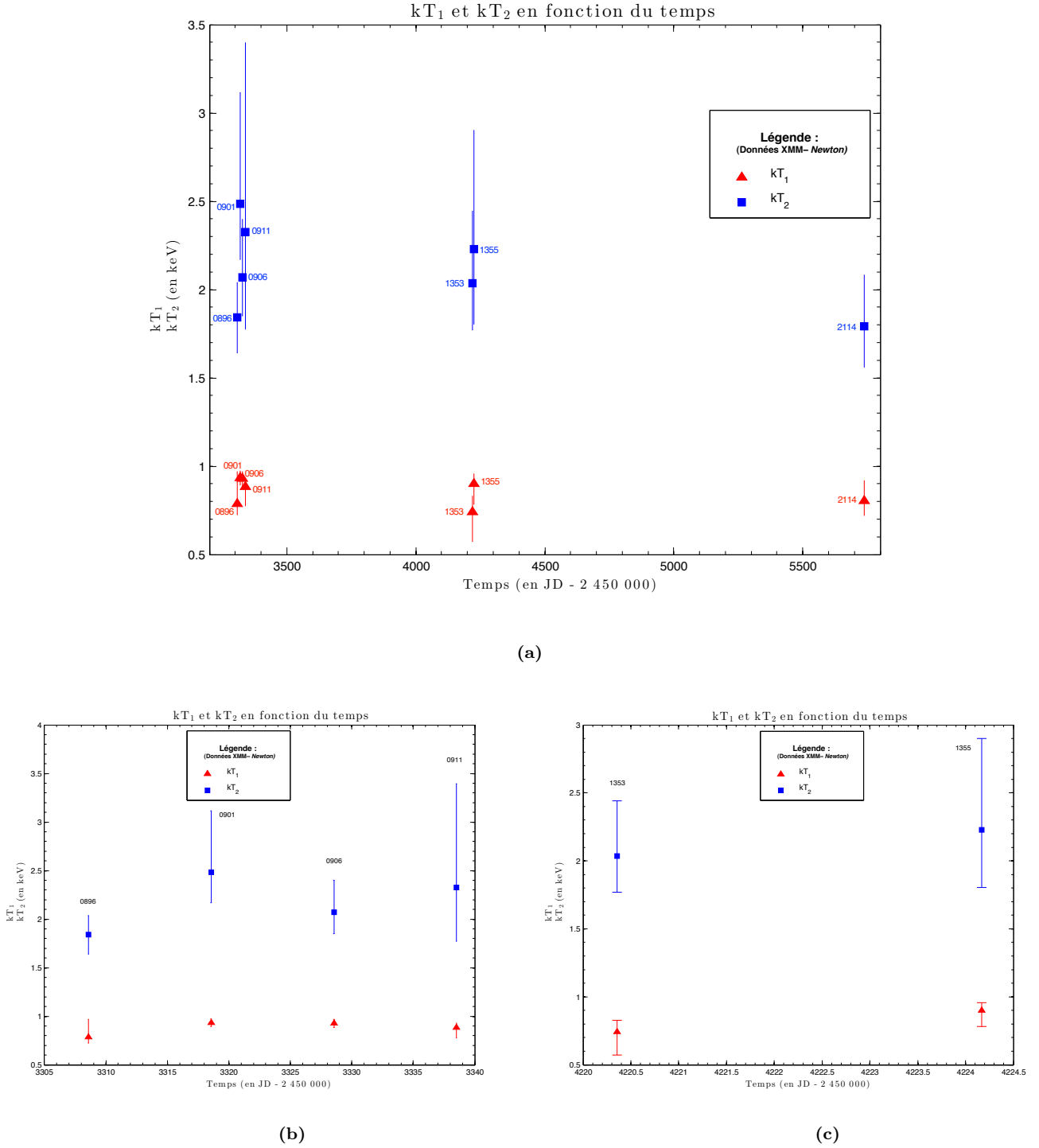


FIGURE 5.23 – Températures obtenues à la suite d’ajustements de spectres *XMM-Newton* de Cyg OB2 #12 lorsque les paramètres ne sont pas contraints, en fonction du temps. Nous remarquons sur la sous-figure (a), où toutes les observations *XMM-Newton* ont été considérées, que les températures sont dispersées autour de deux valeurs : 0.855 keV et 2.110 keV. Les sous-figures (b) et (c) illustrent respectivement, en fonction du temps, les températures obtenues associées aux quatre premières observations *XMM-Newton* et aux cinq et sixième observations du même télescope spatial.

5.4.1.3 Résultats obtenus lorsque les températures sont fixées

Après avoir fixé les températures, nous avons obtenu les résultats de la TABLE 5.17. La FIGURE 5.24 illustre les variations des facteurs de normalisation, en fonction du temps, tandis que les FIGURES 5.25 et 5.26 illustrent les variations des flux X observés et corrigés de l'absorption par le milieu interstellaire, en fonction du temps.

Il semble que, cette fois, aucun autre paramètre ne puisse être fixé, les facteurs de normalisation variant de façon évidente.

Le flux X *total* ainsi que le taux de comptage associé décroissent avec le temps. Ainsi, le flux X observé dans la bande d'énergie *totale* diminue de $\sim 37\%$ entre les premières et la dernière observation XMM-Newton, et de $\sim 33\%$ entre la première et la dernière observation Swift ; un même comportement du flux X *total* a donc été observé par les deux satellites, ce qui est en accord avec les variations à long terme d'environ 37% déjà rapportées (Rauw et al. 2011). Notons que cette décroissance n'est pas un effet d'« usure » des détecteurs, du fait qu'elle n'est observée que pour Cyg OB2 #12, et non pour les autres étoiles de l'association Cygnus OB2.

Comme déjà mentionné au début de la SECTION 5.4, une variabilité du flux X, d'une amplitude d'environ 10% et sur des échelles de temps allant de quelques jours à plusieurs semaines, a déjà été rapportée (Rauw 2011, Albacete Colombo et al. 2007). Cette variabilité se manifeste également dans nos observations (voir SOUS-FIGURE 5.25(b)).

Cyg OB2 #12

Températures fixées : $kT_1 = 0.855$ keV, $kT_2 = 2.110$ keV

	Appellation de l'observation	JD - 2450000	norm ₁ ($\times 10^{-3}$ cm ⁻⁵)	norm ₂ ($\times 10^{-3}$ cm ⁻⁵)	χ^2 (d.d.l.)
Satellite spatial					
Swift					

Appellation de l'observation	JD - 2450000	Flux observés ($\times 10^{-12}$ erg cm ⁻² s ⁻¹)			Flux corrigés ($\times 10^{-12}$ erg cm ⁻² s ⁻¹)		
		Total	Mou	Dur	Total	Mou	Dur
Satellite spatial							
Swift							

TABLE 5.17 – Résultats des ajustements lorsque les températures sont fixées, pour Cyg OB2 #12.

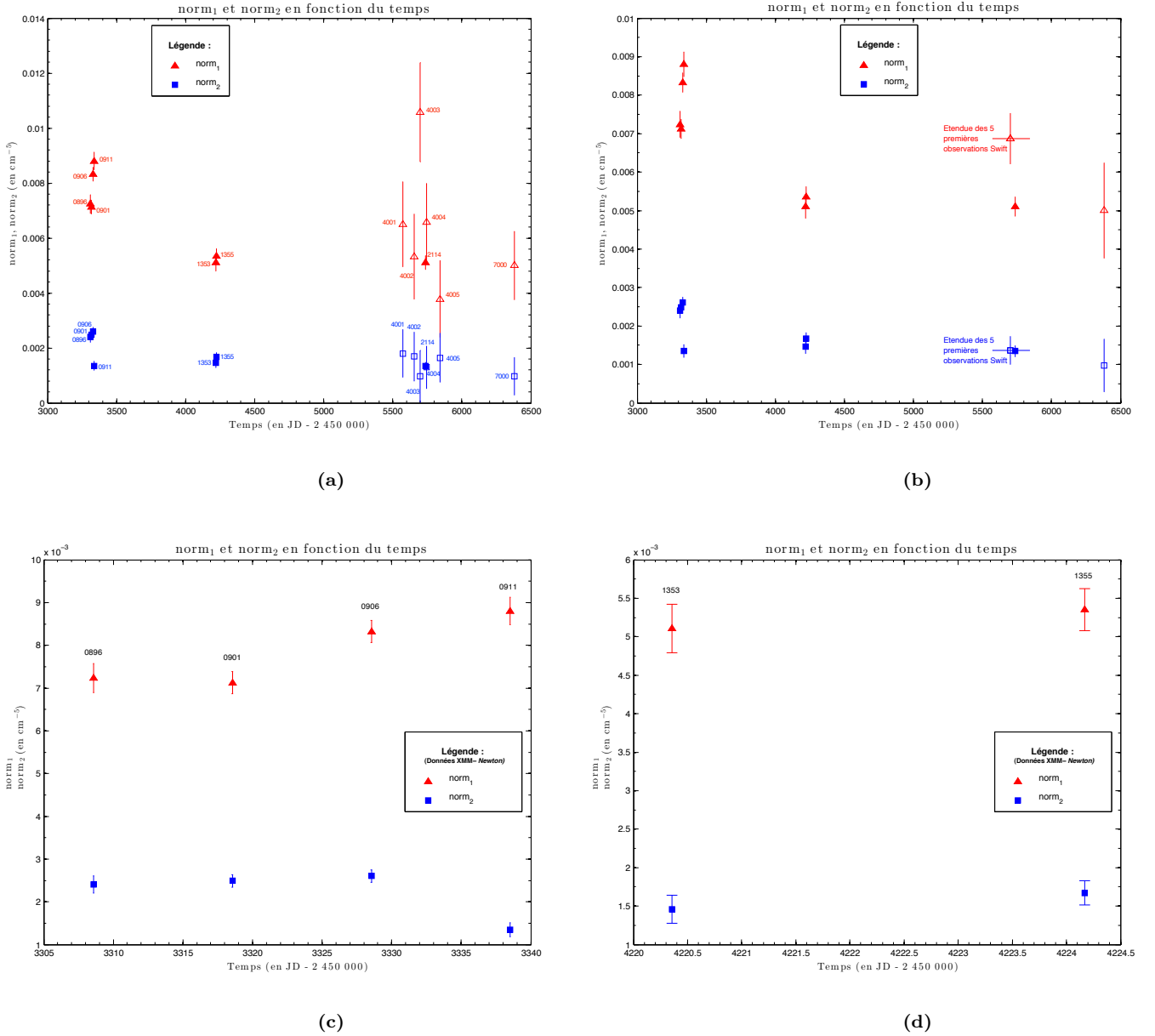
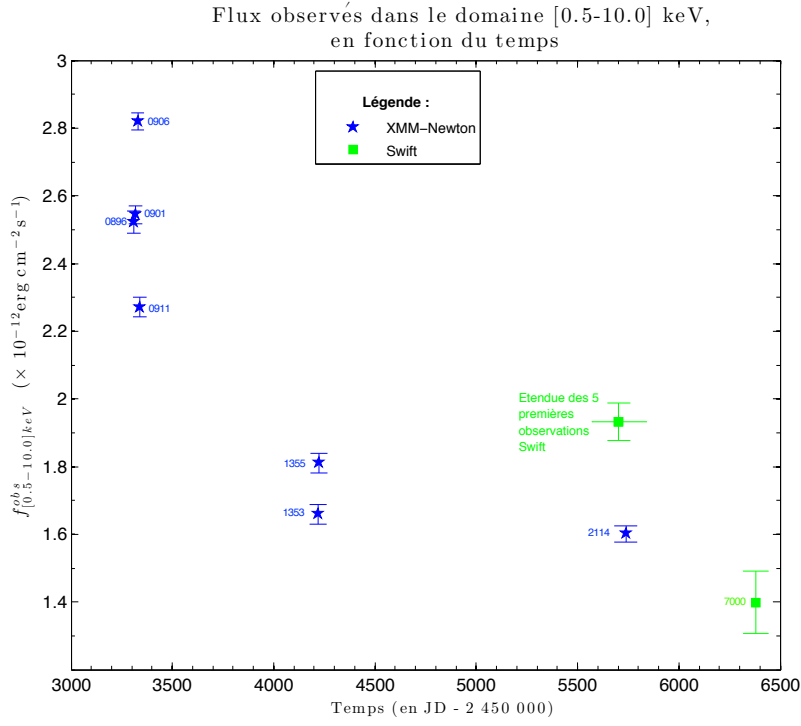
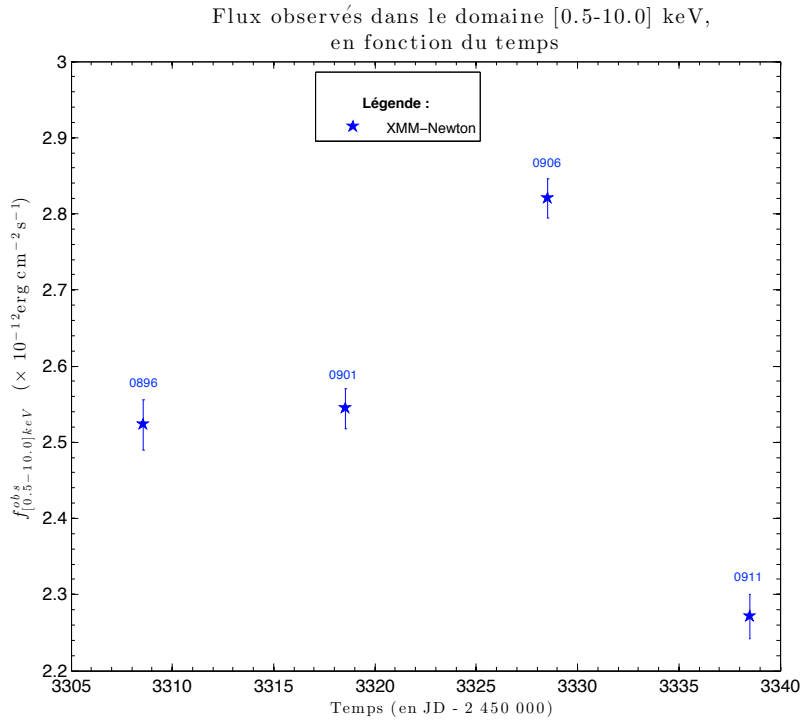


FIGURE 5.24 – Valeurs obtenues des deux facteurs de normalisation en fonction du temps, lorsque les températures sont fixées, pour les observations XMM-Newton (représentées par les symboles pleins) et Swift (représentées par les symboles vides). La sous-figure (b) est identique à la sous-figure (a), mais les quatre observations Swift y sont « regroupées ». La sous-figure (c) illustre les valeurs obtenues pour les deux facteurs de normalisation obtenus grâce aux quatre premières observations XMM-Newton, tandis que la sous-figure (d) illustre ces grandeurs pour les cinquième et sixième observations du même satellite spatial.



(a)



(b)

FIGURE 5.25 – Flux observés dans le domaine *total* en fonction du temps lorsque les températures sont fixées. La sous-figure (a) illustre les variations lorsque l’ensemble des observations XMM-Newton et Swift sont considérées, tandis que la sous-figure (b) illustre les variations uniquement pour les quatre premières observations XMM-Newton. Notons que les quatre premières observations Swift ont été « regroupées » pour plus de clarté.

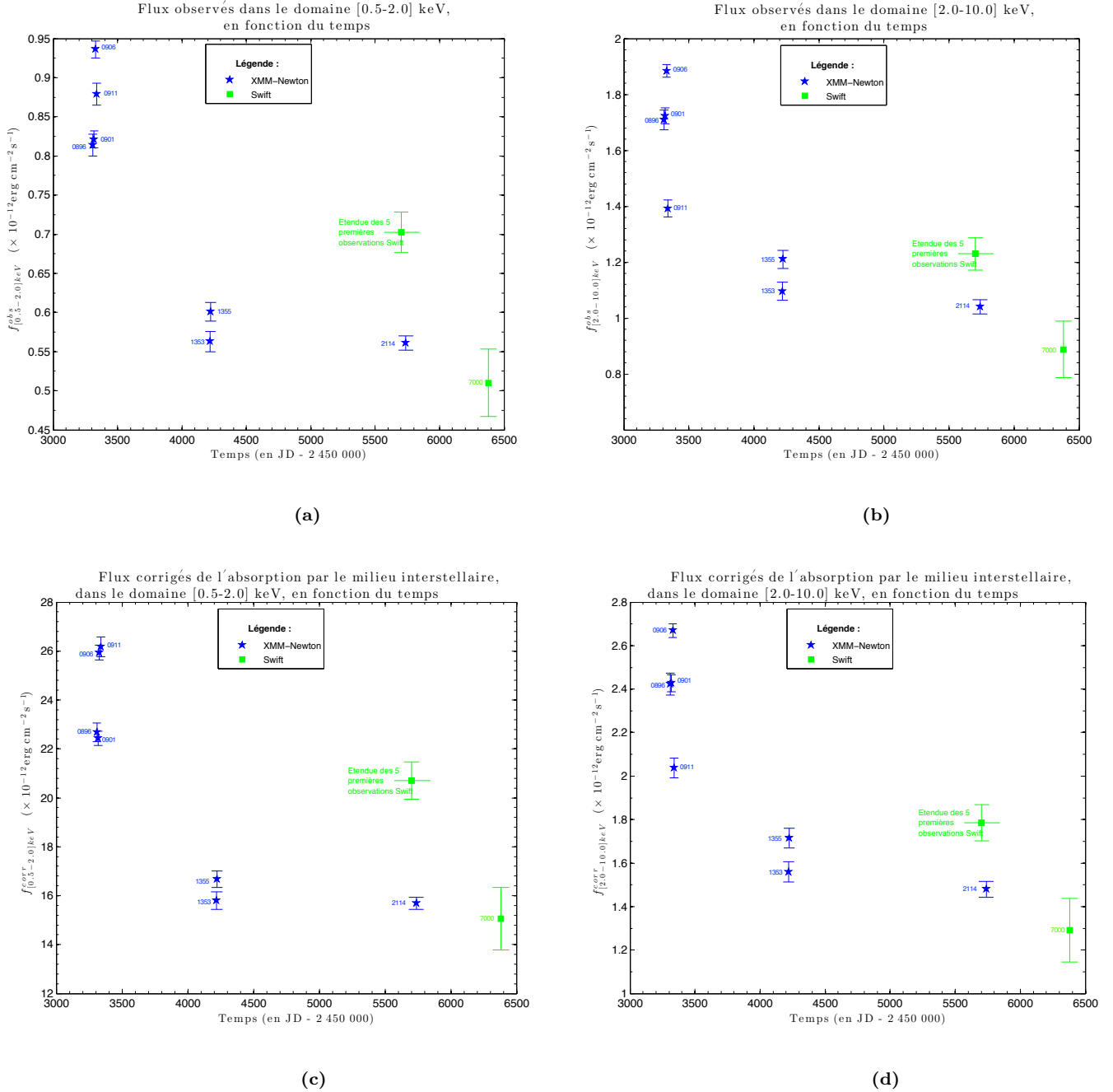


FIGURE 5.26 – Flux observés (*en haut*) et corrigés de l'absorption par le milieu interstellaire (*en bas*) lorsque les températures sont fixées, en fonction du temps. Les sous-figures de gauche correspondent au domaine d'énergie *mou*, et celles de droites correspondent au domaine *dur*. Notons que les quatre premières observations Swift ont été « regroupées ».

5.4.2 Interprétation des résultats

Les ajustements des spectres de Cyg OB2 #12 fournissent plusieurs résultats :

- les températures déterminées varient peu, mais sont très élevées (~ 0.9 et ~ 2.0 keV), ce qui confirme les résultats de Rauw (2011) ;
- le flux X *total* du système semble varier sur deux échelles de temps différentes.

Proposons une explication aux variations de flux observées.

La variation à plus long terme remarquée, entre autres, sur la FIGURE 5.22 et la SOUS-FIGURE 5.25(a) pourrait soit être liée à la collision de vents stellaires d'un système binaire très excentrique et de très longue période, soit provenir d'une étoile isolée, ayant connu une éruption. Le scénario d'une étoile caractérisée par un important champ magnétique à l'origine d'un confinement du vent stellaire près de l'équateur magnétique semble par contre peu probable, au vu des observations existantes de ce genre d'objets.

Concernant la première proposition, la collision des vents stellaires devrait être adiabatique, donc la luminosité dans le domaine des rayons X (*durs*) devrait être inversement proportionnelle à la séparation entre les composantes du système binaire. Dans ce cas, la décroissance observée du flux X serait la marque de l'éloignement des deux composantes du système, avec un passage au périastre qui aurait eu lieu avant la première observation réalisée par XMM-Newton et un passage à l'apoastre après la dernière observation Swift dont nous disposons, tant et si bien que la période du système serait d'au moins 24 ans.

Pour ce qui est de la seconde proposition, la variation à long terme du flux X pourrait être due à une éruption d'une LBV : comme mentionné dans la SECTION 5.4, les éruptions *normales* de LBVs ont des durées typiques de l'ordre de quelques années, ce que l'on observe ici. Cependant, aucune éruption de cet objet n'a été rapportée récemment, mais celle-ci a pu ne pas être détectée.

En ce qui concerne la variation à court terme remarquée, entre autres sur la SOUS-FIGURE 5.25(b), son origine pourrait être liée à la présence d'inhomogénéités dans le vent (mais des variations aussi grandes que celles observées dans le cas de Cyg OB2 #12 n'ont jamais été rapportées pour une étoile isolée) ou pourrait être due à une collision de vents. Dans ce dernier cas, deux hypothèses peuvent être formulées : soit le système binaire serait caractérisé par une courte période orbitale, soit les augmentations de flux seraient liées à des inhomogénéités traversant la zone de collision (comme cela a été proposé pour η Carinae, qui est un système stellaire possédant une LBV).

5.4.3 Perspectives observationnelles

Afin de tester la proposition selon laquelle nous observons le résultat d'une éruption de Cyg OB2 #12, de nouvelles études spectrales et photométriques ont besoin d'être réalisées, en plus d'un *monitoring* dans le domaine des rayons X. Cela permettrait de confronter les variations de luminosité bolométrique de Cyg OB2 #12 à celles attendues lors d'éruptions de LBVs (voir SECTION 5.4). D'autre part, une étude des vitesses radiales pourrait quant à elle permettre de tester l'hypothèse selon laquelle Cyg OB2 #12 constituerait un système binaire, et nous renseigner sur la période de ce système.

Troisième partie

Conclusions

Conclusions et perspectives

Dans le cadre de ce mémoire, les données de sept observations réalisées par le satellite *XMM-Newton*, six observations *Swift* ainsi que deux observations *ROSAT* ont été exploitées. Les observations *XMM-Newton* et *Swift* ont été réduites et analysées par nos soins. Au vu des résultats obtenus pour un des objets étudiés, nous avons fait la demande et obtenu une observation supplémentaire, celle-ci étant non prévue dans la planification de départ. Ces informations nous ont permis d'analyser les variations de l'émission X de trois objets, portant les noms de Cyg OB2 #5, #8A et #12.

Cyg OB2 #5 est un système quadruple, composé d'un système binaire interne dont la période est de ~ 6.6 jours, en orbite autour du centre de masse commun de ce système binaire et d'une étoile massive, avec une période de ~ 6.7 ans, le tout étant situé à l'intérieur de l'orbite d'une quatrième étoile de type spectral B et de période inconnue. Nous avons montré que les variations de l'émission X ne sont pas associées à la période de ~ 6.6 jours, mais sont plutôt cohérentes avec la période de ~ 6.7 ans. À la suite d'ajustements des spectres de Cyg OB2 #5, nous avons constaté que les températures restent approximativement constantes, mais également que l'absorption supplémentaire ainsi que le flux global varient. Pour ce qui est de la seconde composante d'absorption, une augmentation de $\sim 40\%$ est constatée lorsque le système est observé à travers le vent plus dense du système binaire. En ce qui concerne le flux *dur*, une augmentation est observée entre les phases ~ 0.78 et ~ 0.16 , cet accroissement pouvant refléter une diminution de la distance relative entre le système binaire central et la troisième étoile, dans l'hypothèse où la collision des vents est adiabatique.

Nos observations apportent des contraintes importantes sur le solution orbitale du système triple : nous avons ainsi pu rejeter une série de solutions orbitales proposées pour expliquer les observations du domaine radio. Toutefois, les solutions restantes ne permettent pas d'expliquer parfaitement les variations observées dans le domaine X. Étant donné les incertitudes importantes, nous ne pouvons cependant pas conclure à une contradiction entre les observations dans les domaines X et radio : en fait, des suivis de Cyg OB2 #5 dans les domaines X et visible ont besoin d'être réalisés.

Cyg OB2 #8A est un système binaire à collision de vents caractérisé par une période de 21.908 jours. Les ajustements de spectres de cet objet nous ont permis de constater que les températures ne varient pas significativement, quoique celles-ci sont en réalité légèrement inférieures aux alentours du périastre (cela étant dû au fait que les vents des deux composantes du système n'ont connu qu'une courte phase d'accélération). De plus, nous avons remarqué que l'absorption supplémentaire varie. En effet, celle-ci possède des maxima aux environs du périastre et des minima à proximité de l'apoastre. Ces constatations peuvent se justifier en tenant compte de la configuration du système vu depuis la Terre ; ainsi, l'étoile primaire, qui possède le vent le plus fort du système, se trouve devant l'étoile secondaire lors du passage au périastre, ce qui induit une plus forte absorption de rayonnement. En outre, nous avons montré qu'à une absorption importante est associée un flux *mou* plus faible. Le flux *dur* possède quant à lui un maximum en la phase ~ 0.8 , en accord avec le maximum du taux de comptage remarqué par Blomme et al. (2010). En ce qui concerne le troisième facteur de normalisation, il possède un maximum proche de l'apoastre, ce qui est en accord avec les attentes pour une collision de vents radiative. Quant aux deux facteurs de normalisation attachés aux températures les plus basses, ils varient de concert et sont minimaux aux alentours de l'apoastre et maximaux en une phase proche du périastre. Cela s'explique par la variation de la densité des vents post-choc, qui est maximale lorsque les composantes du système binaire sont proches (i.e. au périastre) et minimale lorsqu'elles sont les plus éloignées (i.e. à l'apoastre). Nos résultats confirment et complètent les travaux de De Becker et al. (2006) et de Blomme et al. (2010).

Cyg OB2 #12 est un candidat pour une étoile LBV, peu commune et caractérisée par une émission X intense d'origine inconnue. Notre travail a permis de mettre en évidence sa décroissance à long terme (de plusieurs années), en plus de confirmer la variation à court terme (de l'ordre de quelques jours). Deux origines différentes peuvent être invoquées dans le but d'expliquer les variations observées. La première est relative à la collision de vents stellaires au sein d'un système binaire, tandis que la seconde fait intervenir une étoile isolée. Dans la première proposition, la variation à long terme du flux X suggère que cet éventuel système binaire soit fortement excentrique et à longue période, la collision de vents étant de ce fait adiabatique. En outre, nos résultats permettent d'imposer une limite inférieure d'environ 24 ans pour la période orbitale de ce système binaire excentrique. Pour ce qui est de la variation à court terme, elle trouverait son origine dans la présence d'inhomogénéités impliquées dans la collision des vents. Mentionnons également que cette variation à court terme pourrait aussi se justifier si l'on considère non plus un système binaire à longue période, mais

un système binaire de courte période orbitale, mais un tel système ne permettrait pas d'expliquer la variation de flux X à long terme.

Dans le second scénario, les variations de flux X s'expliqueraient si l'on considère une éruption (normale, dont la durée typique est de l'ordre de quelques années, ce que l'on observe dans le cas de Cyg OB2 #12), tandis que la variation à court terme pourrait être associée à la présence d'inhomogénéités dans le vent.

De nouvelles observations dans les domaines visible et X devront être réalisées afin de départager les deux propositions : à titre d'exemple, une étude des vitesses radiales pourra tester l'hypothèse de la binarité et éventuellement contraindre la valeur de la période orbitale.

Apport de ce travail

L'astrophysique des hautes énergies m'a toujours fasciné et c'est sans aucun doute ce fort attrait qui m'a poussé à étudier les étoiles massives de la constellation du Cygne présentées dans ce manuscrit, ainsi que leur interaction. Le moins que l'on puisse dire est que ce travail a totalement répondu à mes attentes et m'a captivé de bout en bout.

L'intérêt principal de ce travail a été pour moi de découvrir le métier de chercheur, celui-ci nécessitant beaucoup d'engagement, de patience et de persévérance. Bien qu'il puisse être difficile, cette difficulté est surmontée par la passion qui anime le chercheur, passion qui désormais m'anime également. Ce mémoire m'a également permis de me plonger dans le monde de l'astronomie des rayons X, de m'initier aux méthodes de traitement des données associées, mais également d'être confronté à l'interprétation des données.

En définitive, ce travail a été extrêmement enrichissant, tant sur le plan de l'évolution de mes connaissances que sur le développement de mon intérêt pour l'astrophysique des hautes énergies.

Annexes

Annexe A : Étude des dates d'éclipses primaires du système binaire central de Cyg OB2 #5

Les données existantes permettent-elles de contraindre l'orbite du système triple de Cyg OB2 #5 ? L'observation de la binaire au coeur du système peut fournir de telles informations. En effet, le système binaire se déplace autour du centre de masse du système triple. Ce mouvement peut être observé de deux manières : soit via la variation de la vitesse radiale du centre de masse du système binaire (appelée vitesse systémique γ), soit via le décalage temporel régulier des éclipses de ce système.

Le premier phénomène a été étudié par Kennedy et al. (2010) et est illustré sur la FIGURE A.1. Cinq périodes d'observation (*run*) ont été utilisées : la première période d'observation fut réalisée par Bohannan & Conti (1976) sur un intervalle de temps de un mois, et les quatre dernières, espacées par environ un an et s'étendant chacune entre une et quatre semaines, ont été réalisées par Rauw et al. (1999). Pour chaque période d'observation, les écarts (O-C) entre les valeurs des vitesses radiales observées et celles prédites par la solution orbitale de Rauw et al. (1999), celle-ci ayant été obtenue en tenant compte de l'ensemble des valeurs des vitesses radiales, ont dans un premier temps été calculés. Puis, une moyenne des valeurs de ces écarts a été calculée : cela conduit aux cinq valeurs indiquées sur la FIGURE A.1. Nous constatons une légère variation de ces écarts avec la phase du système triple, et ce changement semble en accord avec la solution orbitale préférée de Kennedy et al. (2010), si l'amplitude de la courbe de vitesse radiale du système binaire vaut $K_{O+O} = 32 \pm 17 \text{ km s}^{-1}$ et si $\gamma = -5.9 \pm 4.7 \text{ km s}^{-1}$ (voir la courbe illustrée sur la FIGURE A.1). Toutefois, notons que les incertitudes sont élevées et que les écarts les plus importants des vitesses radiales n'ont pas été observés (i.e. ceux à proximité de la phase 0.0). Dès lors, les cinq valeurs de la quantité O-C indiquées sur la FIGURE A.1 ne fournissent qu'une faible confirmation de la solution orbitale préférée par Kennedy et al. (2010).

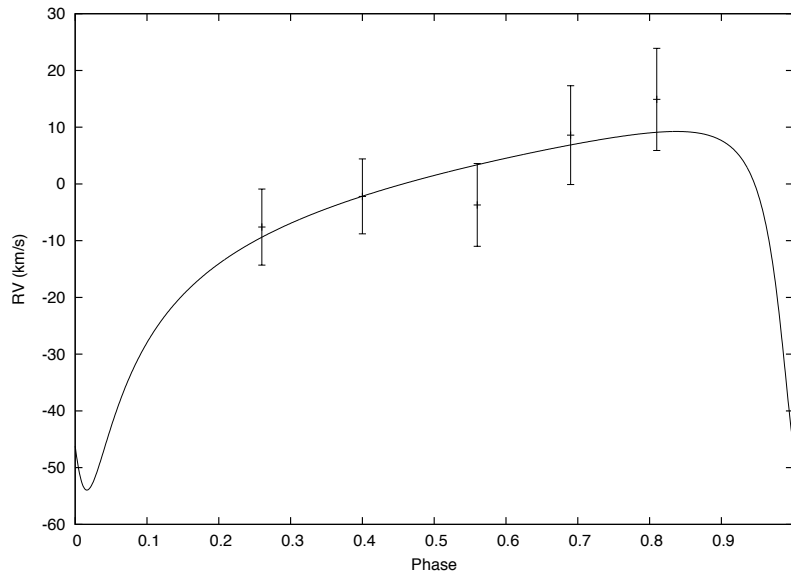


FIGURE A.1 – Mouvement de réaction du système binaire dû à l'influence de la troisième étoile représenté par la courbe et déterminé à partir des paramètres de la solution orbitale $s = 0$ de Kennedy et al. (2010), en fonction de la phase orbitale liée à la période de 6.7 ans. Ce mouvement a pu être décrit en ajoutant à l'argument du périastre ω , mentionné dans la TABLE 5.9, un incrément de 180° (i.e. en considérant plutôt le mouvement du système binaire plutôt que celui de la troisième étoile). Les points correspondent aux valeurs de O-C (voir texte) et les barres d'erreur correspondent à 1σ . Nous remarquons que le système binaire s'éloigne de la Terre entre les phases ~ 0.29 et ~ 0.89 . Source : Kennedy et al. (2010).

Le deuxième effet consiste à étudier le décalage temporel des éclipses du système binaire (et plus particulièrement celui de l'éclipse primaire) au cours de son orbite : du fait de la variation de la distance du système au cours de son mouvement orbital et de la finitude de la vitesse de la lumière, le temps mis par la lumière issue du système pour nous parvenir sera différent en fonction de la position du système sur son orbite. Afin de tester si cet effet est détecté dans le cas de Cyg OB2 #5, une liste des dates des éclipses primaires trouvées dans la littérature a été établie (voir TABLE A.1). Puis, nous avons déterminé les décalages des dates d'observation des éclipses primaires par rapport à celles prédites à partir d'une date de référence (choisie comme étant celle de Wilson & Abt 1951) et en considérant une période constante du système binaire, de valeur égale à la moyenne des périodes rapportées dans la littérature (et valant 6.597755 jours). La SOUS-FIGURE A.2(a) illustre les variations des décalages des dates d'éclipses primaires en fonction de la phase orbitale et la SOUS-FIGURE A.2(b) représente l'orbite empruntée par le système binaire, lorsque les paramètres de la solution orbitale de Kennedy et al. (2010) ont été considérés. Une variation régulière du décalage lorsque le système binaire s'éloigne de la Terre est observée, seules deux observations posent problème : celles de Sazonov (1961, en la phase $\Phi \sim 0.0$) et de Miczaika (1953, en la phase 0.98). Le décalage déterminé à partir de l'observation de Sazonov (1961) est plus faible qu'attendu mais du fait des erreurs de la solution orbitale préférée de Kennedy et al. (2010, voir TABLE 5.9), il n'y a probablement pas de problème relatif à cette observation. Le décalage associé à l'observation de Miczaika (1953) devrait être le plus élevé, or ce décalage est proche de 0.0. Cette incohérence peut être associée à une erreur dans le travail en lui-même, ou due aux incertitudes des éphémérides. De nouvelles observations sont dès lors nécessaires.

Ainsi, la variation des éphémérides semblent s'expliquer en considérant un décalage temporel dû au mouvement du système binaire sur son orbite et ce, sans avoir recours à des éphémérides quadratiques (voir équation (5.3)).

Référence	HJD ₀ -2400000	Phase pour la période de 6.7 ans	ΔT (en jour)	ΔT (en secondes)
Sazonov (1961)	28749.154	0.74	0.23	19572.19
Sazonov (1961)	29553.985	0.07	0.13	11354.69
Wilson & Abt (1951)	32747.167	0.38	0.00 (Référence)	
Miczaika (1953)	34218.463	0.98	-3.37×10^{-3}	-291.168
Sazonov (1961)	34264.849	~ 0.00	0.20	17137.44
Hall (1974)	40413.796	0.51	0.04	3256.42
Linder et al. (2009)	51049.702	0.86	0.36	31331.23
Hübscher & Walter (2007)	53985.493	0.06	0.15	13189.39

TABLE A.1 – Dates d'éclipses primaires du système binaire central de Cyg OB2 #5, phases correspondantes pour une période de 6.7 ans (calculées grâce à la date de référence $T_0 = 2453836.498$ de Kennedy et al. 2010) et retards des dates des éclipses primaires du système binaire par rapport aux dates prédites, ΔT .

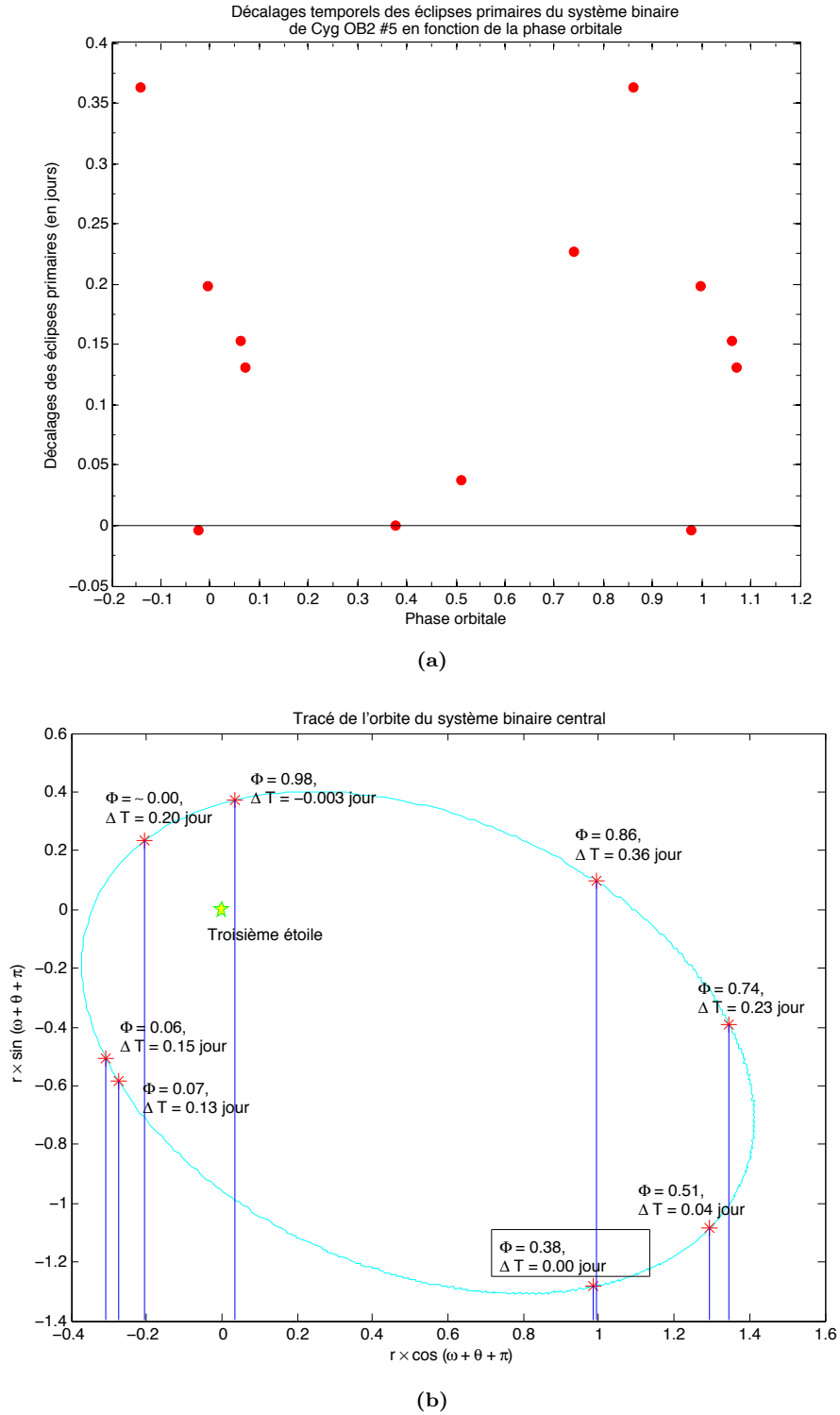


FIGURE A.2 – (a) : variations des retards des éclipses primaires du système binaire de Cyg OB2 #5 en fonction de la phase orbitale, pour une période de 6.7 ans, (b) : représentation de l'orbite du système binaire central de Cyg OB2 #5 obtenue en considérant les paramètres de la solution orbitale $s = 0$ de Kennedy et al. (2010). La grandeur r représente la distance relative entre le système binaire et la troisième étoile, ω l'argument du périastre de la troisième étoile, θ l'anomalie vraie, et Φ la phase orbitale. Un facteur π a été ajouté dans les arguments des fonctions sinus et cosinus afin d'obtenir l'argument du périastre du système binaire. Sur cette figure, un observateur verrait le système à partir du bas de la figure. Les astérisques rouges représentent les positions du système binaire sur son orbite en les phases indiquées dans la TABLE A.1. Les traits bleus indiquent le trajet suivi par la lumière jusqu'à l'observateur terrestre, ce trajet variant en fonction de la phase.

Annexe B : Résumés des caractéristiques des observations réalisées par XMM-Newton

Target Name		PI		Observation ID		RA (J2000)		Dec (J2000)		Pos Angle	
Obs Duration (sec)	Category	Prop Number	Obs Start Time	Obs End Time	Rev	Prime					
Exp ID	Instrument	Mode	Filter	Exp Start Time	Exp End Time	Scheduled Duration (sec)	Performed Duration (sec)				
Comments											
Observation Summary											
020045081											
CYG OB2 8	Science	020045	20:33:15.10	+41:18:50.5		259:34:29.3	X Odf				
21000	Science	020045	20:33:15.10	20:04-10		0896	pn				
003	MOS1	Full Frame	MEDIUM FILTER	20:04-10	20:04-10	19667	19667				
004	MOS2	Full Frame	MEDIUM FILTER	20:04-10	20:04-10	19672	19672				
002	pn	Full Frame	MEDIUM FILTER	20:04-10	20:04-10	18036	18036				
005	RGS1	Spectro + Q	NOT APPLICABLE	20:04-10	20:04-10	19885	19885				
006	RGS2	Spectro + Q	NOT APPLICABLE	20:04-10	20:04-10	19880	19880				
007	OM	Full Low	UVW1	20:04-10	20:04-10	3188	3188				
009	OM	Full Low	UVM2	20:04-10	20:04-10	4000	4000				
010	OM	Full Low	UVM2	20:04-10	20:04-10	4000	4000				
General Observation Comments											

Target Name		PI		Observation ID		RA (J2000)		Dec (J2000)		Pos Angle	
Obs Duration (sec)	Category	Prop Number	Obs Start Time	Obs End Time	Rev	Prime					
Exp ID	Instrument	Mode	Filter	Exp Start Time	Exp End Time	Scheduled Duration (sec)	Performed Duration (sec)				
Comments											
Observation Summary											
020045081											
CYG OB2 8	Science	020045	20:33:15.10	+41:18:50.5		242:28:38.0	X Odf				
25000	Science	020045	20:33:15.10	20:04-11		0906	pn				
003	MOS1	Full Frame	MEDIUM FILTER	20:04-11	20:04-11	23667	23667				
004	MOS2	Full Frame	MEDIUM FILTER	20:04-11	20:04-11	23672	23672				
002	pn	Full Frame	MEDIUM FILTER	20:04-11	20:04-11	22035	22035				
005	RGS1	Spectro + Q	NOT APPLICABLE	20:04-11	20:04-11	23861	23861				
006	RGS2	Spectro + Q	NOT APPLICABLE	20:04-11	20:04-11	23856	23856				
007	OM	Full Low	UVW1	20:04-11	20:04-11	5000	5000				
009	OM	Full Low	UVM2	20:04-11	20:04-11	5000	5000				
010	OM	Full Low	UVM2	20:04-11	20:04-11	5000	5000				
General Observation Comments											

Target Name		PI		Observation ID		RA (J2000)		Dec (J2000)		Pos Angle	
Obs Duration (sec)	Category	Prop Number	Obs Start Time	Obs End Time	Rev	Prime					
Exp ID	Instrument	Mode	Filter	Exp Start Time	Exp End Time	Scheduled Duration (sec)	Performed Duration (sec)				
Comments											
Observation Summary											
050511040											
Cyg OB2 8a	Science	050511	20:33:15.10	+41:18:50.5		074:41:23.6	X Odf				
3188	Science	050511	20:33:15.10	20:07-05		1355	pn				
001	MOS1	Full Frame	MEDIUM FILTER	20:07-05	20:07-05	31580	31580				
002	MOS2	Full Frame	MEDIUM FILTER	20:07-05	20:07-05	31594	31594				
003	pn	Full Frame	MEDIUM FILTER	20:07-05	20:07-05	29957	29957				
004	RGS1	Spectro + Q	NOT APPLICABLE	20:07-05	20:07-05	30760	30760				
005	RGS2	Spectro + Q	NOT APPLICABLE	20:07-05	20:07-05	31801	31801				
006	OM	Full Low	UVW1	20:07-05	20:07-05	9900	9900				
007	OM	Full Low	UVM2	20:07-05	20:07-05	13700	13700				
General Observation Comments											

Target Name		PI		Observation ID		RA (J2000)		Dec (J2000)		Pos Angle	
Obs Duration (sec)	Category	Prop Number	Obs Start Time	Obs End Time	Rev	Prime					
Exp ID	Instrument	Mode	Filter	Exp Start Time	Exp End Time	Scheduled Duration (sec)	Performed Duration (sec)				
Comments											
Observation Summary											
067798061											
Cyg OB2 9	ToO	067798	20:33:10.70	+41:15:08.0		031:05:07.0	X Odf				
28800	ToO	067798	20:33:10.70	20:11-06		2114	pn				
001	MOS1	Large Window	MEDIUM FILTER	20:11-06	20:11-06	28472	28472				
002	MOS2	Large Window	MEDIUM FILTER	20:11-06	20:11-06	28477	28477				
003	pn	Full Frame	MEDIUM FILTER	20:11-06	20:11-06	26832	26832				
007	RGS1	Spectro + Q	NOT APPLICABLE	20:11-06	20:11-06	28684	28684				
008	RGS2	Spectro + Q	NOT APPLICABLE	20:11-06	20:11-06	28679	28679				
009	OM	Full Low	UVW1	20:11-06	20:11-06	11700	11700				
006	OM	Full Low	UVM2	20:11-06	20:11-06	11700	11700				
General Observation Comments											

FIGURE B.1 – Résumés des sept observations réalisées par l'observatoire XMM-Newton. Source : [31].

Annexe C : Caractéristiques des différents modes des caméras EPIC

Les caméras EPIC peuvent acquérir des données dans plusieurs modes. Les caractéristiques principales de ces modes sont recensées dans la TABLE C.1.

MOS (CCD central ; pixels) [1 pixel = 1.1"]	Résolution temporelle	Taux de comptage/flux maximum source ponctuelle [s⁻¹]/[mCrab]
Capteur entier (600 × 600)	2.6 s	0.70 (0.24)
Fenêtre large (300 × 300)	0.9 s	1.8 (0.6)
Petite fenêtre (100 × 100)	0.3 s	5 (1.7)
Mode « timing » non compressé (100 × 600)	1.75 ms	100 (35)

pn (matrice ou un CCD ; pixels) [1 pixel = 4.1"]	Résolution temporelle	Taux de comptage (flux) maximum source ponctuelle [s⁻¹] ([mCrab])
Capteur entier (376 × 384)	73.4 ms	6 (0.7)
Fenêtre large étendue (376 × 384)	199.1 ms	1 (0.12)
Fenêtre large (198 × 384)	47.7 ms	6 (0.7)
Petite fenêtre (63 × 64)	5.7 ms	50 (6.5)
Mode « timing » (64 × 200)	0.03 ms	800 (85)
Éruption (64 × 180)	7 μ s	60 000 (6300)

TABLE C.1 – Caractéristiques des différents modes d’acquisition des caméras EPIC. Dans le mode « timing », l’imagerie est réalisée à une dimension, le long de l’axe RAWX (RAWX se réfère à la coordonnée X sur le CCD ayant été utilisée pour l’observation (en pixels). De même, RAWY se réfère à la coordonnée Y sur le CCD). Le long de l’axe RAWY, les données sont ramenées à une rangée (à une dimension). Du fait que les deux caméras MOS sont perpendiculaires l’une par rapport à l’autre (comme mentionné à la page 35), les « directions d’imagerie » dans les deux caméras MOS sont également perpendiculaires. Le *Crab* est une unité standard pour la mesure de l’intensité de sources astrophysiques X. Un Crab est défini comme étant le flux dans le domaine des rayons X de la Nébuleuse du Crabe. Dans la gamme d’énergie [2.0 – 10.0] keV, nous avons la correspondance : 1 mCrab = 2.4×10^{-11} erg cm⁻² s⁻¹. Source : [33].

Annexe D : Appellations des différentes observations

Afin de ne pas surcharger inutilement les graphiques présentés dans ce document, par exemple par la retranscription des identifiants des différentes observations à proximité des symboles des graphiques présentés dans ce document, nous avons choisi de désigner ces observations par des « appellations », celles-ci étant indiquées dans la FIGURE D.1.

Des observations Swift ont parfois été « regroupées » au cours de l’analyse des divers objets étudiés. Bien qu’aucune appellation spécifique n’ait été attribuée à ces « observations regroupées », elles seront tout de même aisément identifiables au sein des graphiques.

	Identifiant de l’observation	Appellation de l’observation
Satellite spatial	XMM-Newton	0200450201
		0200450301
		0200450401
		0200450501
		0505110301
		0505110401
		0677980601
	Swift	00031904001
		00031904002
		00031904003
		00031904004
		00031904005
		« 00032767001+2 »
	ROSAT	200109
		900314
		900314 : 1/4
		900314 : 2/4
		900314 : 3/4
		900314 : 4/4

TABLE D.1 – Appellations des différentes observations mises à notre disposition.

Annexe E : Cyg OB2 #9

Cyg OB2 #9, encore appelé VI Cyg 9 est un système binaire, comme prouvé en 2008. Nous n'avons pas étudié ce système car il a fait l'objet d'études intensives récemment (Nazé et al. 2012a, Blomme et al. 2013).

L'excès de couleur associé à Cyg OB2 #9 est donné par $E(B - V) = 2.11$. L'importante extinction associée à ce système a pour conséquence que la partie de son spectre située en deça de 4400 Å est très bruitée, donc pratiquement inutilisable. D'autre part, la majorité des raies observées au sein de son spectre trouvent leur origine dans le milieu interstellaire. Les quelques raies intrinsèques à Cyg OB2 #9 pouvant être étudiées sont les raies de Balmer H_α , H_β , He I λ 4471, 5876 Å, He II λ 4542, 5412, 6683 Å, C IV λ 5801, 5812 Å ainsi que les raies en émission N III λ 4634, 4641 Å, C III λ 4650, 5696, 6723, 6729 Å. Certaines de ces raies (comme C IV λ 5812 Å) sont toutefois affectées par des raies interstellaires.

Sur la FIGURE E.1 sont illustrés des spectres centrés en des raies et considérés à différentes phases ($\Phi=0.571$ (courbe continue) et $\Phi=0.005$ (courbe en pointillés), la phase $\Phi=0$ étant défini lors du passage au périastre). On peut y voir que la raie en émission C III λ 5696 Å suit le mouvement de l'étoile secondaire. La raie en émission He II λ 4686 Å suit au contraire le mouvement de l'étoile primaire, avec un décalage d'approximativement 90 km s⁻¹. Cette observation permet de postuler que cette dernière raie est issue d'une région dans le vent stellaire, proche de (et non sur) la photosphère de l'étoile la plus chaude, cette position pouvant être influencée par la collision des vents stellaires dans le système.

Les deux composantes du système binaire présentent des raies fort semblables, de sorte que l'attribution des vitesses radiales à l'une ou l'autre de ces étoiles est rendu très difficile. Par ailleurs, les raies He I sont assez *fortes* pour la composante primaire tandis que celles de l'étoile secondaire sont à peine discernables. Les raies He II sont par contre d'intensité semblables dans les deux composantes. Cela implique que l'étoile primaire est un objet plus froid. En utilisant le critère de Conti (1973), la comparaison des forces des raies He II 4542 Å et He I 4471 Å permet d'assigner aux deux composantes de Cyg OB2 #9 les types spectraux O5–5.5 I et O3–4 III (Nazé et al. 2012a).

En fixant la période orbitale de Cyg OB2 #9 à 858.4 jours²⁰, ce qui équivaut approximativement à la valeur de 2.35 ans, Nazé et al. (2012a) ont obtenu certaines valeurs pour les paramètres orbitaux relatifs au système binaire, ces dernières étant retranscrites dans la TABLE E.1.

Paramètre	Première étoile	Deuxième étoile
P (jours)	858.4 ± 1.5	
e	0.713 ± 0.016	
$q = m_1/m_2$	1.13 ± 0.08	
T_0	54023.821 ± 2.51	
RMS (kms s ⁻¹)	9.6	
ω (°)	192.1 ± 2.9	
γ (km s ⁻¹)	-33.8 ± 2.7	0.9 ± 2.8
K (km s ⁻¹)	60.3 ± 3.0	68.0 ± 3.4
$a \sin(i)$ (R _☉)	716.9 ± 39.5	808.4 ± 44.5
$m \sin^3(i)$ (M _☉)	34.3 ± 4.6	30.4 ± 4.0

TABLE E.1 – Paramètres physiques de la binaire Cyg OB2 #9. Les indices « 1 » et « 2 » se réfèrent respectivement aux première et deuxième étoiles du système binaire. T_0 est un temps de passage au périastre, en HJD - 2400000. Source : Nazé et al. 2012a.

Notons également que les luminosités associées aux étoiles composant le système sont similaires et que la magnitude de Cyg OB2 #9 dans le domaine ultraviolet ne présente pas de changement significatif (Rauw 2011).

Par ailleurs, ce système constitue la source radio non-thermique la plus intense et variable de l'association Cyg OB2. Van Loo et al. (2008) ont détecté l'existence de modulations périodiques de l'émission radio

20. Cette valeur ayant été déduite d'un ensemble de données radio sur une durée totale d'environ trente ans.

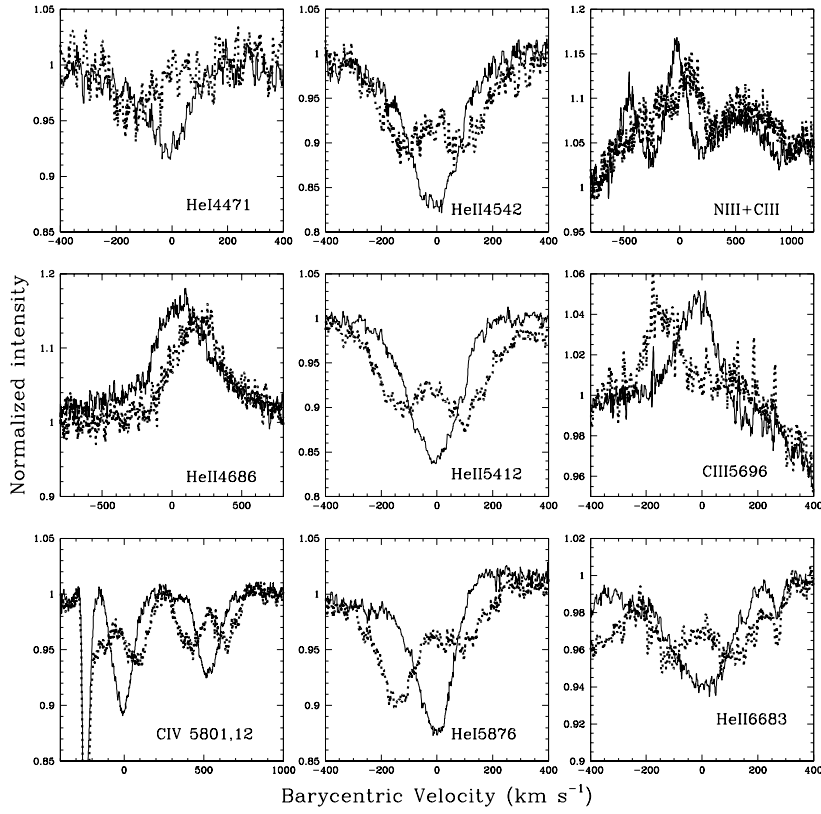


FIGURE E.1 – Comparaison des allures des spectres de Cyg OB2 #9 relatifs aux observations de juin 2010 (courbe continue) et du début du mois de juillet 2011 (courbe en pointillés). Ces spectres ont été corrigés des raies telluriques (cette rectification n’étant pas parfaite aux alentours de 5696 Å) et des bandes interstellaires diffuses. Source : Nazé et al. 2012a.

de période 2.355 ans ce qui constitue une preuve indirecte de binarité. Récemment, les propriétés du système ont été précisées par Blomme et al. (2013).

Côté émission X, Cyg OB2 #9 est généralement moins lumineuse que les trois autres étoiles principales de l’association. Ses variations sont toutefois remarquables : lorsque la séparation entre les étoiles composant le système devient de plus en plus faible, la luminosité en rayons X augmente en suivant très fidèlement l’équation (3.4) relative aux collisions adiabatiques.

Un modèle simple tenant compte des effets d’inhibition radiative permet de reproduire le comportement du système, y compris la légère diminution de température la plus chaude lors du passage au périastre.

TABLE DES FIGURES

1.1	Illustration des <i>motifs</i> (<i>patterns</i>) identifiés par XMM-Newton pour un événement associé à un seul photon incident	8
2.1	Illustration du spectre électromagnétique, en fonction de la longueur d'onde	16
2.2	Illustration du phénomène d'échange de charges entre un ion fortement ionisé (O^{7+}) du vent solaire avec une molécule d'hydrogène H_2 issue du dégazage d'une comète lorsque celle-ci vient à passer à proximité du Soleil	17
2.3	Illustrations du potentiel de Roche au sein d'un système binaire, dans le référentiel en co-rotation	18
2.4	Altitudes de demi-absorption du rayonnement incident atteignant la haute atmosphère terrestre en fonction de la longueur d'onde	19
2.5	Vues d'artiste et photographie de quelques satellites permettant l'étude de rayonnement X	24
2.6	Une des premières images d'une région de la voûte céleste dans le domaine des rayons X, obtenue avec le satellite HEAO-2 (Einstein)	25
2.7	Image obtenue à la suite du ROSAT All-Sky Survey, codée en énergie et représentant le ciel dans le domaine d'énergie allant de 0.1 à 2.0 keV, et illustration de l'importance de l'absorption photoélectrique en fonction de l'énergie des photons X (entre 0.1 et 10 keV) pour une colonne de densité $N_H = 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ et en supposant un plasma de composition solaire	26
2.8	Spectres de corps noirs à plusieurs températures	28
2.9	Illustration du processus de recombinaison radiative	29
2.10	Illustration du processus de recombinaison diélectronique	29
2.11	Absorption d'un photon par un électron au repos et accélération de ce dernier par le champ électrique du photon incident	30
2.12	Section efficace d'absorption photoélectrique par un atome d'hydrogène (notons que l'hydrogène ne contribue pas à cette section efficace) pour un plasma de composition solaire	31
2.13	Sections efficaces d'ionisation d'un atome suite à l'interaction avec un photon en fonction du nombre atomique Z et de l'énergie de ce photon, exprimées en barns/atome	32
2.14	Lancement de XMM-Newton grâce à un lanceur Ariane 5, depuis la base spatiale de Kourou, en Guyane française, le 10 décembre 1999 à 15h32, heure à Paris, et vue d'artiste de XMM-Newton en vol	33
2.15	Schéma des différents éléments composant le satellite XMM-Newton	33
2.16	Un des modules de XMM-Newton, et illustration de la configuration Wolter I, c'est-à-dire de la combinaison de deux surfaces utilisées pour la réflexion de photons X en incidence rasante	34
2.17	Agencement des puces composant les détecteurs MOS1 et MOS2, et disposition des sept puces d'un détecteur MOS	35
2.18	Photographies du côté non exposé (face avant) et exposé (face arrière) du détecteur pn	36
2.19	Spectre de ζ Puppis obtenu à partir de données fournies par l'instrument RGS de l'observatoire XMM-Newton lors de 18 observations	36
2.20	Illustration du principe de fonctionnement de deux des trois télescopes de XMM-Newton	37
2.21	Lancement de Swift grâce à un lanceur Delta II 7320-10C à partir de la base de lancement de Cap Canaveral, le 20 novembre 2004 à 17h16 UTC, et vue d'artiste de Swift en vol	38
2.22	Lancement du satellite ROSAT grâce à un lanceur Delta II 6920-10 D-195 à partir de la base de lancement de Cap Canaveral	39

2.24	Photographie illustrant les quatre miroirs imbriqués de type Wolter I faisant partie du télescope X de ROSAT, photographie des détecteurs PSPC-B et C de ROSAT, et schéma de la structure de support d'un détecteur PSPC	40
3.1	Illustration de la formation d'un profil de raie P Cygni	46
3.2	Bulle géante formée par le vent de l'étoile Wolf-Rayet HD 50896	47
3.3	Forme de la surface représentant la discontinuité de contact pour différents rapports des taux d'impulsion des vents stellaires, et représentation d'une collision de vents stellaires de même intensité	47
3.4	Vue schématique de l'orbite du système γ^2 Vel vu depuis la Terre	50
4.1	Graphiques des nombres de coups en fonction du temps, obtenus à partir des fichiers 2114_m1hardlc.fits, 2114_m2hardlc.fits et 2114_pnhardlc.fits	57
4.2	Illustrations des résultats de la détection de sources par la routine edetect_chain pour l'observation dont l'identifiant est 0677980601 (XMM-Newton)	60
4.3	Illustrations des courbes représentant le nombre de coups en fonction de la valeur de PI, ces courbes ayant été obtenues suite à l'exécution de la commande epatplot et la fraction d'événements dans différents motifs (pattern) (simple, double, triple et quadruple)	61
4.4	Illustrations des choix des régions d'extraction des sources Cyg OB2 #5, #8A et #12 ainsi que des régions de fond de ciel associées à ces sources, pour les observations réalisées par XMM-Newton	62
4.5	Illustration des régions d'extraction utilisées pour les sources étudiées ainsi que celle du fond de ciel, pour les observations Swift	64
4.6	Courbe de lumière de Cyg OB2 #5 pour la seconde observation ROSAT	65
4.7	Illustration des régions d'extraction utilisées pour les sources étudiées ainsi que celle du fond de ciel, pour les observations ROSAT	65
5.1	Image de l'association Cyg OB2	69
5.2	Exemple d'un ajustement de spectres obtenus par les détecteurs MOS1, MOS2 et pn en novembre 2004 (numéro de révolution : 0906)	71
5.3	Illustration du système quadruple Cyg OB2 #5.	74
5.4	Variations des taux de comptage des différents détecteurs EPIC dans les domaines <i>mou</i> et <i>dur</i> en fonction de la phase orbitale, pour une période de ~ 6.598 jours (Cyg OB2 #5)	76
5.5	Variations des taux de comptage des différents détecteurs EPIC dans les domaines <i>mou</i> et <i>dur</i> en fonction de la phase orbitale, pour une période de ~ 6.7 ans (Cyg OB2 #5)	77
5.6	Températures obtenues à la suite d'ajustements de spectres XMM-Newton lorsque les paramètres sont laissés libres, en fonction de la phase orbitale (Cyg OB2 #5)	78
5.7	Valeurs du rapport $\frac{norm_1}{norm_2}$ respectivement pour la première et deuxième paire de température, lorsque ces températures sont fixées	79
5.8	Valeurs de la seconde composante d'absorption en fonction de la phase orbitale (pour une période de ~ 6.598 jours)	80
5.9	Valeurs de la seconde composante d'absorption en fonction de la phase orbitale (pour une période de 6.7 ans)	81
5.10	Flux observés et corrigés de l'absorption par le milieu interstellaire, en fonction de la phase orbitale, pour une période de ~ 6.598 jours	82
5.11	Graphiques des flux observés et corrigés de l'absorption par le milieu interstellaire, en fonction de la phase orbitale, pour une période de 6.7 ans (Cyg OB2 #5)	83
5.12	Distances relatives entre le système binaire central et la troisième étoile de Cyg OB2 #5 et angles de position déterminés avec les solutions orbitales $s = 0, 0.5, 1$ et 2 issus de Kennedy et al. (2010)	93
5.13	Illustration de la variabilité des flux X <i>mou</i> et <i>dur</i> de Cyg OB2 #8A observée avec les satellites XMM-Newton et ASCA en fonction de la phase orbitale	95
5.14	Variations des taux de comptage des différents détecteurs EPIC dans les domaines <i>mou</i> et <i>dur</i> en fonction de la phase orbitale, pour la période de 21.908 jours (Cyg OB2 #8A)	97
5.15	Températures obtenues à la suite d'ajustements de spectres XMM-Newton de Cyg OB2 #8A lorsque les paramètres sont laissés libres, en fonction de la phase orbitale	100

5.16	Valeurs obtenues, à la suite d'ajustements libres, des trois facteurs de normalisation en fonction de la phase orbitale	101
5.17	Valeurs obtenues des trois facteurs de normalisation en fonction de la phase orbitale, lorsque les températures sont fixées (Cyg OB2 #8A)	104
5.18	Valeurs de la seconde composante d'absorption lorsque les températures sont fixées (Cyg OB2 #8A)	105
5.19	Variation de la seconde composante d'absorption lorsque les températures et le premier facteur de normalisation sont fixés (Cyg OB2 #8A)	107
5.20	Flux observés et corrigés de l'absorption par le milieu interstellaire lorsque les températures et le paramètre norm_1 sont fixés, en fonction de la phase orbitale, pour une période de 21.908 jours (Cyg OB2 #8A)	108
5.21	Illustration de l'inclinaison de l'orbite de Cyg OB2 #8A	110
5.22	Variations des taux de comptage des différents détecteurs EPIC dans les domaines <i>mou</i> et <i>dur</i> en fonction du temps (Cyg OB2 #12)	114
5.23	Températures obtenues à la suite d'ajustements de spectres XMM-Newton de Cyg OB2 #12 lorsque les paramètres sont laissés libres, en fonction du temps	117
5.24	Valeurs obtenues des deux facteurs de normalisation en fonction du temps, lorsque les températures sont fixées, pour Cyg OB2 #12	120
5.25	Flux observés dans le domaine <i>total</i> en fonction du temps lorsque les températures sont fixées (Cyg OB2 #12)	121
5.26	Flux observés et corrigés de l'absorption par le milieu interstellaire dans les domaines <i>mou</i> et <i>dur</i> lorsque les températures sont fixées en fonction du temps (Cyg OB2 #12)	122
A.1	Mouvement de réaction du système binaire dû à l'influence de la troisième étoile en fonction de la phase orbitale liée à la période de 6.7 ans	130
A.2	Variations des retards des éclipses primaires du système binaire de Cyg OB2 #5 en fonction de la phase orbitale, pour une période de 6.7 ans, et représentation de l'orbite du système binaire central de Cyg OB2 #5.	132
B.1	Résumés des caractéristiques des sept observations réalisées par XMM-Newton	133
E.1	Comparaison des allures des spectres de Cyg OB2 #9 relatifs aux observations de juin 2010 et du début du mois de juillet 2011	137

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Liste des acronymes rencontrés dans ce document	13
1.2	Notations et valeurs des constantes physiques et astronomiques utilisées dans ce travail	14
2.1	Recensement de satellites dédiés à l'observation X depuis 1968	22
2.2	Comparaison de caractéristiques principales de quelques satellites X	23
2.3	Comparaison de caractéristiques importantes des instruments EPIC (<i>XMM-Newton</i>), XRT (Swift) et PSPC (ROSAT)	41
4.1	Résumé des extractions des spectres	59
4.2	Résumé des observations réalisées par le satellite spatial Swift et utilisées dans ce travail	63
4.3	Résumé des observations réalisées par le satellite spatial ROSAT	64
5.1	Absorption du rayonnement issu des trois objets étudiés par le milieu interstellaire	70
5.2	Dates des diverses observations utilisées dans ce travail, et phases associées pour les périodes de ~ 6.598 jours et 6.7 ans	75
5.3	Résultats des ajustements libres (1), pour Cyg OB2 #5	84
5.4	Résultats des ajustements lorsque les températures de la première paire sont fixées (1), pour Cyg OB2 #5	85
5.5	Résultats des ajustements lorsque les températures et le rapport $\frac{\text{norm}_1}{\text{norm}_2}$ sont fixés (1), pour Cyg OB2 #5	86
5.6	Résultats des ajustements libres (2), pour Cyg OB2 #5	87
5.7	Résultats des ajustements lorsque les températures sont fixées (2), pour Cyg OB2 #5	88
5.8	Résultats des ajustements lorsque les températures et le rapport $\frac{\text{norm}_2}{\text{norm}_1}$ sont fixés (2), pour Cyg OB2 #5	89
5.9	Paramètres des différentes solutions orbitales proposées par Kennedy et al. (2010)	91
5.10	Phases des observations <i>XMM-Newton</i> de numéros de révolution 1353/5 et 2114 dans les différentes solutions orbitales proposées par Kennedy et al. (2010)	91
5.11	Paramètres physiques de la binaire Cyg OB2 #8A	94
5.12	Dates et phases des diverses observations utilisées dans ce travail, pour une période de 21.908 jours	96
5.13	Résultats des ajustements libres, pour Cyg OB2 #8A	99
5.14	Résultats pour des ajustements lorsque les températures sont fixées (Cyg OB2 #8A)	103
5.15	Résultats des ajustements lorsque les températures et le paramètre norm_1 sont fixés, pour Cyg OB2 #8A	106
5.16	Résultats des ajustements libres, pour Cyg OB2 #12	116
5.17	Résultats des ajustements lorsque les températures sont fixées, Cyg OB2 #12.	119
A.1	Dates d'éclipses primaires du système binaire central de Cyg OB2 #5, phases correspondantes pour une période de 6.7 ans et retards des dates des éclipses primaires par rapport aux dates prédites	131
C.1	Caractéristiques des différents modes d'acquisition des caméras EPIC	134
D.1	« Appellations » des différentes observations mises à notre disposition	135
E.1	Paramètres physiques de la binaire Cyg OB2 #9	136

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Albacete Colombo J.F., Flaccomio E., Micela G., Sciortino S., Damiani F., *Unveiling Cygnus OB2 stellar population with Chandra*, 2007, *Astronomy & Astrophysics*, **464**, p. 211
- [2] Cox A. N., *Allen's Astrophysical Quantities, fourth edition*, 2000, Springer, New-York, 720 pages
- [3] Anders E., Grevesse N., *Abundances of the elements - Meteoritic and solar*, 1989, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **53**, pp. 197-214
- [4] Bohannan B., & Conti P.S., *Spectroscopic studies of O-type binaries. I. BD +40 4220 : an enigma ripe for resolution*, 1976, *Astrophysical Journal*, **204**, 797
- [5] Biegging, J. H., Abbott, D. C., & Churchwell, E. B., *A survey of radio emission from Galactic OB stars*, 1989, *Astrophysical Journal*, **340**, 518
- [6] Blomme R., De Becker M., Volpi D., Rauw G., *Non-thermal radio emission from O-type stars, IV. Cyg OB2 No. 8A*, 2010, *Astronomy & Astrophysics*, **519**, A111
- [7] Blomme R., Nazé Y., Volpi D., De Becker M., Prinja R.K., Pittard J.M., Parkin E.R., Absil O., *The 2.35 year itch of Cyg OB2 #9. II. Radio monitoring*, 2012, *Astronomy & Astrophysics*, **546**
- [8] Bohlin R. C., Savage B.D., Drake J. F., *A survey of interstellar H I from L-alpha absorption measurements. II*, 1978, *Astrophysical Journal*, **224**, pp. 132-142
- [9] Capalbi M., Perri M., Saija B., Tamburelli F., Angelini L., *The SWIFT XRT Data Reduction Guide, Version 1.2*, avril 2005
- [10] Markwardt C. B., Barthelmy S. D., Cummings J. C., Hullinger D., Krimm H. A., Parsons A., *The SWIFT BAT Software Guide, Versio 6.3*, 30 juillet 2007
- [11] Contreras, M. E., Rodriguez, L. F., Gomez, Y., Velazquez, A., *VLA Observations of Massive Stars at 7 Millimeters*, 1996, *Astrophysical Journal*, **469**, 329
- [12] Contreras, M. E., Rodríguez L. F., Tapia, M., Cardini, D., Emanuele, A., Badiali, M., & Persí, P., *Hipparcos, VLA, and CCD Observations of Cygnus OB2 No. 5 : Solving the Mystery of the Radio "Companion"* 1997, *Astrophysical Journal*, **488**, L153
- [13] CBCnews, Technology & Science, *Another falling satellite may be heading to Canada, Pieces of German telescope to return to Earth in late October*, disponible sur <http://www.cbc.ca/news/technology/story/2011/10/08/rosat-satellite.html>, consulté le 26/09/2012
- [14] CEA, Institut de Recherche sur les lois Fondamentales de l'Univers, *Simbol-X : un nouveau projet de satellite haute énergie, Focalisation aux énergies > 10 keV et vol en formation*, disponible sur http://irfu.cea.fr/Sap/Phys/Sap/Activites/Projets/Simbol-X/instruments_comp.shtml, consulté le 01/10/2012
- [15] CHANDRA X-ray Observatory, *Discovery of most recent supernova in our galaxy*, disponible sur <http://chandra.harvard.edu/photo/2008/g19/media/>, consulté le 26/09/2012
- [16] Clark J. S., Najarro F., Negueruela I., Ritchie B. W., Urbaneja M. A., Howarth I. D., *On the nature of the galactic early-B hypergiants*, 2012, *Astronomy & Astrophysics*, **541**, A145
- [17] CNES, XMM-NEWTON, *LE SATELLITE XMM-Newton*, disponible sur http://smc.cnes.fr/XMM/Fr/GP_satellite.htm, consulté le 07/10/2012

- [18] Coméron F., Pasquali A., Rodighiero G., Stanishev, V., De Filippis E., López Martí B., Gálvez Ortiz M. C., Stanko, A., Gredel R., *On the massive star contents of Cygnus OB2*, 2002, *Astronomy & Astrophysics*, **389**, p. 874-888
- [19] De Becker M., Rauw G., Manfroid J., *A Spectroscopic study of the non-thermal radio emitter Cyg OB2 #8A : Discovery of a new binary system*, 2004, *Astronomy & Astrophysics*, **424**, p. L39
- [20] De Becker M., Rauw G., Sana H., Pollock A.M.T., Pittard J.M., Blomme R., Stevens I.R., Van Loo S., *XMM-Newton observations of the massive colliding wind binary and non-thermal radio emitter Cyg OB2 #8A [O6If + O5.5III(f)]*, 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **371**, p. 1280
- [21] Droulans R., Thèse de doctorat en astrophysique, *Etude de l'émission haute énergie des objets compacts avec SPI/INTEGRAL*, Université de Toulouse, 28 janvier 2011
- [22] Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt, *The scientific payload of ROSAT*, disponible sur http://www.dlr.de/dlr/en/desktopdefault.aspx/tabid-10430/618_read-828/#gallery/1696, consulté le 01/04/2013
- [23] ESA, article images, *Cygnus-X : the cool swan glowing in the flight*, disponible sur http://www.esa.int/esaCP/SEMXXKITWT1H_index_1.html#subhead1, consulté le 27/10/2012
- [24] ESA, egos, ground operation system, *SCOS-2000 Users Workshop 2002*, disponible sur <http://www.egos.esa.int/portal/egos-web/others/Events/Workshop/scos-2002.html>, consulté le 26/09/2012
- [25] ESA, media centre space science, *Images : XMM-Newton*, ESA - D. Ducros, disponible sur http://www.esa.int/esaSC/SEM8IGHZTD_2_spk.html, consulté le 01/10/2012
- [26] ESA, science & technology, *Missions*, disponible sur <http://sci.esa.int/science-e/www/area/index.cfm?fareaid=71>, consulté le 30/07/2012
- [27] ESA, space science, *Fire burn and cauldron bubble* ©ESA, J. Toala & M. Guerrero, Y.-H. Chu & R. Gruendl, S. Arthur, R. Smith, S. Snowden et G. Ramos-Larios, disponible sur http://www.esa.int/esaSC/SEM1A52Q8H_index_1.html, consulté le 06/11/2012
- [28] ESA - XMM-Newton, *12th XMM-Newton SAS Workshop*, disponible sur http://xmm.esac.esa.int/external/xmm_data_analysis/sas_workshops/current/, consulté le 02/11/2012
- [29] ESA - XMM-Newton, *Instruments, European Photon Imaging Camera (EPIC)*, disponible sur <http://sci.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=31281&fbodylongid=774>, consulté le 23/05/2013
- [30] ESA - XMM-Newton, *Engineering, Attitude and orbital control systems (AOCS)*, disponible sur <http://sci.esa.int/science-e/www/object/index.cfm?fobjectid=31314&fbodylongid=802>, consulté le 05/04/2013
- [31] ESA - XMM-Newton, *XMM-Newton Observation Log Browser*, disponible sur http://xmm2.esac.esa.int/external/xmm_obs_info/obs_view_frame.shtml, consulté le 02/11/2012
- [32] ESA - XMM-Newton, *XMM-Newton Science Archive*, disponible sur <http://xmm.esac.esa.int/xsa/index.shtml>, consulté le 04/11/2012
- [33] ESA - XMM-Newton Science Operations Centre, *XMM-Newton Users Handbook*, Issue 2.10, 2012, disponible sur http://xmm.esac.esa.int/external/xmm_user_support/documentation/uhb/XMM_UHB.pdf, consulté les 31/07/2012, 01/10/2012
- [34] ESA - XMM-Newton, *XMM EPIC MOS CCDs*, disponible sur http://xmm.esac.esa.int/external/xmm_user_support/documentation/build/mos_array.shtml, consulté le 07/10/2012
- [35] ESA - XMM-Newton, *XMM-Newton Image Gallery*, image du CNES/Arianespace-Service Optique CSG et de l'ESA, disponible sur http://xmm.esac.esa.int/external/xmm_science/gallery/public/level3.php?id=14, consulté le 01/10/2012
- [36] Feldmeier A., Puls J., Pauldrach A.W.A., *A possible origin for X-rays from O stars*, 1997, *Astronomy & Astrophysics*, **322**, pp. 878-895
- [37] Güdel M., Nazé Y., *X-Ray Spectroscopy of Stars (Review)*, 2009, *Astronomy & Astrophysics Review*, **17**, p. 309
- [38] Hall, D.S., *The O9+Of eclipsing binary V729 Cygni in Cygnus OB2*, 1974, *Acta Astronomica*, **24**, 69
- [39] Hanson, M.M., *A Study of Cygnus OB2 : Pointing the Way toward Finding Our Galaxy's Super-Star Clusters*, 2003, *Astrophysical Journal*, **597**, 957

- [40] Herbig, G.H., *On the Duplicity of VI Cygni Nos. 5 and 8A*, 1967, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, **79**, 502
- [41] Harnden F.R.Jr., Branduardi G., Elvis M., Gorenstein P., Grindlay J., Pye J.P., Rosner R., Topka K., Vaiana G.S., *Discovery of an X-ray star association in VI Cygni (Cyg OB2)*, 1979, Astrophysical Journal, **234**, L51-54
- [42] Howarth & Prinja, *The stellar winds of 203 Galactic O stars - A quantitative ultraviolet survey*, 1989, Astrophysical Journal Supplement Series, **69**, pp. 572-592
- [43] Hübscher J. & Walter I, *Photoelectric Minima of Selected Eclipsing Binaries and Maxima of Pulsating Stars*, 2007, Information Bulletin on Variable Stars, 5761, 1
- [44] Kennedy M., Dougherty S.M., Fink A., Williams P.M., *Modelling the radio emission from Cyg OB2 #5 : a quadruple system ?*, 2010, Astrophysical Journal, **709**, p. 632
- [45] Kiminki, D.C., Kobulnicky, H.A., Kinemuchi, K., et al., *A Radial Velocity Survey of the Cyg OB2 Association*, 2007, Astrophysical Journal, **664**, 1102
- [46] Kolchikova, V.G., & Chentsov, E.L. 2004, Astronomy Reports, 48, 1005
- [47] Knödseder J., *Cygnus OB2 - a young globular cluster in the Milky Way*, 2000, Astronomy & Astrophysics, **360**, pp. 539 - 548
- [48] Knödseder J., Cervino M., Le Duigou J.-M., Meynet G., Schaerer D., von Ballmoos P., *Gamma-ray line emission from OB associations and young open clusters. II. The Cygnus region*, 2002, Astronomy & Astrophysics, **390**, pp. 945 - 960
- [49] Kramer R. H., Cohen D. H., Owocki S. P, *X-Ray Emission-Line Profile Modeling of O Stars : Fitting a Spherically Symmetric Analytic Wind-Shock Model to the Chandra Spectrum of ζ Puppis*, 2003, Astrophysical Journal, **592**, Issue 1, pp. 532-538
- [50] Leung, K.C., & Schneider, *evolved contact systems of spectral type O. III - V729 Cygni*, 1978, Astrophysical Journal, **224**, 565
- [51] Leitherer, C., Hefele, H., Stahl, O., & Wolf, B., *Spectroscopy and infrared photometry of CYG OB 2 stars - Velocity law and mass-loss rates*, 1982, Astronomy and Astrophysics, **108**, 102
- [52] Linder N., Rauw G., Manfroid J., Damerdjy Y., De Becker M., Eenens P., Royer P., Vreux J.-M., *A multi-wavelength investigation of the massive eclipsing binary Cyg OB2 #5*, 2009, Astronomy & Astrophysics, **495**, p. 231
- [53] Lucy, L. B. & White, R. L., *X-ray emission from the winds of hot stars*, 1980, Astrophysical Journal, **241**, 300
- [54] Lucy, L. B., *X-ray emission from the winds of hot stars. II*, 1982, Astrophysical Journal, **255**, 286
- [55] Massey P., Thompson A. B., *Massive stars in CYG OB2*, 1991, Astronomical Journal, **101**, pp. 1408 - 1428
- [56] Massey P., Conti P. S., *Spectroscopic studies of O-type binaries. III - HDE 228766 : an evolved Of system*, 1977, Astrophysical Journal, **218**, pp. 431-437
- [57] Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, *ROSAT at MPE*, disponible sur <http://www.mpe.mpg.de/xray/wave/rosat/mission/overview/index.php>, consulté le 01/04/2013
- [58] Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Konrad Dennerl & Wolfgang Voges, *Background Picture, The ROSAT X-Ray Sky Around Orion*, disponible sur <http://www.mpe-garching.mpg.de/background-picture.html>, consulté le 27/10/2012
- [59] Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, *ROSAT User's Handbook*, édité par Briel U.G. et al., 1996
- [60] Merlino R., Somantri L., *The Wavy Face of Light : Darkness, Shadows, Colors and Fringes*, Université d'Iowa, disponible sur <http://www.physics.uiowa.edu/~umallik/adventure/phys-optics/lightwave.html>, consulté le 21/01/2013
- [61] Morrison R. & McCammon D., *Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.03-10 keV*, 1987, Astrophysical Journal, **270**, pp. 119-122
- [62] Miczaika G.R., *Light-Variability of the Of-Type Spectroscopic Binary BD+40°4220*, 1953, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, **65**, 384, p. 141

- [63] NASA, Current Missions, *Suzaku, Mission Overview*, disponible sur http://www.nasa.gov/mission_pages/astro-e2/main/index.html, consulté le 26/09/2012
- [64] NASA, Goddard Space Flight Center, *ASCA Technical Description, AO-6 VERSION*, disponible sur http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/asca/asca_nra06/appendix_e/appendix_e.html, consulté le 30/07/2012
- [65] NASA, Goddard Space Flight Center, NASA's HEASARC : Observatories, disponible sur <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/observatories.html>, consulté le 26/09/2012
- [66] NASA, Goddard Space Flight Center, NASA's HEASARC : Calibration Database, disponible sur <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/caldb/data/swift/xrt/index.html>, consulté le 01/04/2013
- [67] NASA, Goddard Space Flight Center, International X-ray Observatory, *Soft X-ray Telescope (SXT), X-ray Mirror Background*, disponible sur http://constellation.gsfc.nasa.gov/old_conx_pages/public/instruments/sxt.html, consulté le 01/10/2012
- [68] NASA, Goddard Space Flight Center, NASA's Imagine the Universe!, *NASA Successfully Launches Swift Satellite*, disponible sur <http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/features/news/22nov04.html>, consulté le 07/10/2012
- [69] NASA, Goddard Space Flight Center, NASA's Imagine the Universe!, *Profile : Dr. Kirpal (Paul) Nandra*, disponible sur <http://imagine.gsfc.nasa.gov/docs/features/bios/nandra/nandra.html>, consulté le 26/09/2012
- [70] NASA, Goddard Space Flight Center, ROSAT Guest Observer Facility, *ROSAT All-Sky Survey (X-ray)*, disponible sur http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/gallery/misc_allsky1.html, consulté le 26/09/2012
- [71] NASA, Goddard Space Flight Center, ROSAT Guest Observer Facility, *The ROSAT PSPC*, disponible sur <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/pspc.html>, consulté le 01/04/2013
- [72] NASA, Goddard Space Flight Center, ROSAT Guest Observer Facility, *The ROSAT PSPC response matrices*, disponible sur http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/pspc_matrices.html, consulté le 01/04/2013
- [73] NASA, Goddard Space Flight Center, XMM-Newton Guest Observer Facility, *The XMM-Newton Mirrors*, XMM-Newton Science Operations Center, disponible sur http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xmm/about_mirrors.html, consulté le 01/10/2012
- [74] NASA, Goddard Space Flight Center, XMM-Newton Guest Observer Facility, *XMM-NEWTON HARDWARE IMAGES - EPIC DETECTORS*, XMM-Newton SOC, VILSPA, disponible sur http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xmm/xmmhp_gal_hard_photo_epic.html, consulté le 07/10/2012
- [75] NASA, Software Robotics and Simulation Division, *John F. Kennedy Moon Speech - Rice Stadium*, disponible sur <http://er.jsc.nasa.gov/seh/ricetalk.htm>, consulté le 24/09/2012
- [76] Nazé Y., *Spectroscopy of massive stars*, 2006, Bulletin de la Société Royale des Sciences de Liège, **75**, pp. 20-61
- [77] Nazé Y., *Hot stars observed by XMM-Newton. I. The catalog and the properties of OB stars*, 2009, Astronomy & Astrophysics, **506**, Issue 2, pp. 1055-1064
- [78] Nazé Y., Mahy L., Damerdjy Y., Kobulnicky H. A., Pittard J. M., Parkin E. R., Absil O., Blomme R., *The 2.35yrs itch of Cyg OB2 9, I. Optical and X-ray monitoring*, 2012a, Astronomy & Astrophysics, **546**, id.A37
- [79] Nazé Y., Rauw G., Hutsemékers D., *The first X-ray survey of Galactic Luminous Blue Variables*, 2012b, Astronomy & Astrophysics, **538**, A47
- [80] Nobel Prize, *The Nobel Prize in Physics 1983*, disponible sur http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1983/, consulté le 24/09/2012
- [81] Parkin E. R., Gosset E., *Investigating the X-ray emission from the massive WR+O binary WR 22 using 3D hydrodynamical models*, 2011, Astronomy & Astrophysics, **530**, id.A119
- [82] PennState Mission Operations Center for Swift, disponible sur <https://www.swift.psu.edu/secure/toop/too.php>, consulté le 20/04/2013

- [83] Rauw, G., Vreux, J.-M., & Bohannan, B., *The interacting early-type binary BD +40°4220 (V729 Cyg) : modelling the colliding winds region*, 1999, *Astrophysical Journal*, **517**, 416
- [84] Rauw G., Flores A., Nazé Y., Hervé A., Oskinova L., *A close look at the RGS spectra of the O4Ief star Zeta Pup*, poster présenté au meeting « High-resolution X-ray Spectroscopy : past, present and future », 15/03 - 17/03/2010, Utrecht
- [85] Rauw, G., *A multi-epoch XMM-Newton campaign on the core of the massive Cyg OB2 association*, 2011, *Astronomy & Astrophysics*, **536**, A3
- [86] Rauw, G., Cours d'*Astrophysique des Hautes Énergies* (SPAT0009-1), Université de Liège, année académique 2012-2013
- [87] Rauw, G., Cours d'*Étoiles Variables* (SPAT0007-2), Université de Liège, année académique 2012-2013
- [88] Reed B. C., *H α Emission Stars in the Case-Hamburg Luminous Stars Surveys*, 1998, *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **110**, 754, pp. 1423-1427
- [89] Santos-Lleó M. et al., *The Life Cycle of XMM-Newton's 'Targets of Opportunity'*, ESA bulletin 107, août 2001.
- [90] Sazonov, V., 1961, *Peremennye Zvezdy*, **13**, pp. 445-446
- [91] ScaleModelCompany, *HEAO-B HEAO-2 NASA Satellite Desk Wood Model Spacecraft*, disponible sur <http://store01.prostores.com/servlet/scalemodelcompany/the-3029/HEAO-dsh-B-HEAO-dsh-2-NASA-Satellite/Detail>, consulté le 26/09/2012
- [92] Shore S. N., *An Introduction to Astrophysical Hydrodynamics*, 1992, Academic Press, 452 pages
- [93] SIMBAD Astronomical Database, Centre de Données Astronomiques de Strasbourg
- [94] Space Shuttle Atlantic Launch, *End of an Era*, disponible sur <http://spaceshuttleatlantislaunch.wordpress.com/2011/06/30/cape-canaveral-historical-images/attachment/9022341/>, consulté le 20/04/2013
- [95] Stevens I.R., Blondin J.M., Pollock A.M.T., *Colliding winds from early-type stars in binary systems*, 1992, *Astrophysical Journal*, **386**, pp. 265-287
- [96] Surrey Satellite Technology Ltd, *Small Satellites Home Page*, disponible sur <http://centaur.sstl.co.uk/SSH/mini/mini70s.html>, consulté le 26/09/2012
- [97] Torres-Dodgen, A.V., Tapia, M., & Carroll, M. 1991, *MNRAS*, **249**, 1
- [98] Tagliaferri G. et al., *Swift XRT Effective Area measured at the Panter end-to-end tests*, consulté le 20/04/2013
- [99] The Encyclopedia of Science, X-ray satellites & space probes, *HEAO (High Energy Astrophysics Observatory)*, disponible sur <http://www.daviddarling.info/encyclopedia/H/HEAO.html>, consulté le 26/09/2012
- [100] Turner M. J. L. et al., *The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton : The MOS cameras*, 2001, *Astronomy & Astrophysics*, **365**, L27-L35
- [101] Van der Sluys M., *Hoofdstuk 6 : Vorming en evolutie van compacte dubbelsterren, Evolutie van dubbelsterren*, disponible sur <http://hemel.waarnemen.com/Informatie/Sterren/hoofdstuk6.html#h6>, consulté le 24/09/2012
- [102] Van Genderen, A. M., *S Doradus variables in the Galaxy and the Magellanic Clouds*, 2001, *Astronomy & Astrophysics*, **366**, pp. 508-531
- [103] Verger, F., *L'espace, nouveau territoire, Atlas des satellites et des politiques spatiales*, Paris, 2002, p. 383, ISBN 978-2-7011-3194-8
- [104] Web Syllabus, Dept. Physics & Astronomy, University of Tennessee, *Atmospheric Windows*, disponible sur <http://csep10.phys.utk.edu/astr162/lect/light/windows.html>, consulté le 24/09/2012
- [105] Wegner W., *Extinction of OB stars*, 2003, VizieR On-line Data Catalogue
- [106] Willis A. J., Schild H., Stevens I. R., *ROSAT observations of γ Velorum (WC9+O9I)*, 1995, *Astronomy and Astrophysics*, **298**, pp. 549-566
- [107] Wikipédia, *Absorption cross section*, disponible sur http://en.wikipedia.org/wiki/Absorption_cross_section, consulté le 29/09/2012

- [108] Wikipédia, *Plancksches Strahlungsgesetz*, disponible sur http://de.wikipedia.org/wiki/Plancksches_Strahlungsgesetz, consulté le 02/10/2012
- [109] Wikipédia, *Point de Lagrange*, disponible sur http://fr.wikipedia.org/wiki/Point_de_Lagrange, consulté le 24/09/2012
- [110] Wikipédia, *Satélite artificial*, NASA, disponible sur http://ast.wikipedia.org/wiki/Satélite_artificial, consulté le 07/10/2012
- [111] Wikiversité, *Notions de base d'optique ondulatoire/La lumière, une onde électromagnétique*, disponible sur http://fr.wikiversity.org/wiki/Notions_de_base_d'optique_ondulatoire/La_lumière,_une_onde_électromagnétique, consulté le 01/10/2012
- [112] Wilson, O. C. & Abt, A., *The Of-Type Spectroscopic Binary BD+40°4220*, 1951, Astrophysical Journal, **114**, p. 477
- [113] Yoshida M., Kitamoto S., Murakami H., *Observation of the Cygnus OB2 Association with Suzaku and Long-Term Light Curves*, 2011, Publications of the Astronomical Society of Japan, **63**, No.SP3, pp. S717-S7

